

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

ЧЕРНОВ Михаил Юрьевич

Метаморфные гетероструктуры InSb/InAs/In(Ga,Al)As на подложках GaAs для
оптоэлектроники среднего инфракрасного диапазона 2.0–4.5 мкм

Специальность:

01.04.10 — физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук, профессор

Иванов С.В.

Санкт-Петербург

2021

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Оптоэлектроника среднего инфракрасного диапазона (2–5 мкм) (обзор литературы)..... | 13 |
| 1.1. Лазеры на основе псевдоморфных полупроводниковых гетероструктур типа I | 13 |
| 1.2. Лазеры на основе псевдоморфных полупроводниковых гетероструктур типа II | 18 |
| 1.3. Квантово-каскадные лазеры на межподзонных оптических переходах | 21 |
| 1.3.1. Квантово-каскадные лазеры на основе гетероструктур InAs/AlSb..... | 24 |
| 1.4. Метаморфная технология роста для создания эффективных источников света среднего инфракрасного диапазона | 27 |
| 1.4.1. Концепция метаморфного роста полупроводниковых гетероструктур | 27 |
| 1.4.2. Теория релаксации упругих механических напряжений в слоях с линейно изменяющимся составом..... | 28 |
| 1.4.3. Метаморфные буферные слои с нелинейным профилем изменения состава..... | 30 |
| Глава 2. Разработка конструкции и технологии молекулярно-пучковой эпитаксии метаморфных буферных слоев InAlAs на подложках GaAs | 32 |
| 2.1. Планаризация поверхности подложек и буферного слоя GaAs..... | 33 |
| 2.2. Выбор оптимального профиля изменения состава метаморфного буферного слоя InAlAs..... | 34 |
| 2.3. Оптимизация параметров роста метаморфного буферного слоя InAlAs с корневым профилем изменения состава | 37 |
| 2.4. Механизмы релаксации упругих механических напряжений в метаморфном буферном слое $In_xAl_{1-x}As$ с корневым профилем изменения состава | 39 |
| Глава 3. Фотолюминесцентные свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs..... | 48 |
| 3.1. Конструкция метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs, излучающих в спектральном диапазоне 2.0–4.5 мкм | 48 |
| 3.2. Влияние значения обратной ступени на фотолюминесцентные свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs | 49 |
| 3.3. Зонная структура метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs | 56 |

| | |
|---|------------|
| 3.3.1. Метод слабой связи для расчёта спектра носителей в гетероструктурах | 56 |
| 3.3.2. Уровни размерного квантования и вероятности оптических переходов в активной области метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs | 59 |
| 3.4. Методика определения внутренней квантовой эффективности и вкладов безызлучательной рекомбинации метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs .. | 66 |
| 3.5. Влияние значения обратной ступени на внутреннюю квантовую эффективность и вклады безызлучательной рекомбинации метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs .. | 69 |
| 3.6. Температурные зависимости фотолюминесценции метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs | 72 |
| Глава 4. Влияние упругонапряженных слоев GaAs и InAs в метаморфном буферном слое InAlAs на структурные и оптические свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs..... | 76 |
| Глава 5. Стимулированное излучение и электролюминесценция метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As | 83 |
| 5.1. Влияние конструкции активной области метаморфных волноводных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As на их электронные, оптические и структурные свойства | 83 |
| 5.2. Стимулированное излучение метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As | 93 |
| 5.3. Вольт-амперные характеристики и электролюминесценция метаморфных диодных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As | 100 |
| Заключение..... | 105 |
| Список сокращений и условных обозначений | 109 |
| Список публикаций автора по теме диссертации..... | 110 |
| Литература | 114 |

Введение

Актуальность темы. Средний инфракрасный (ИК) диапазон по-прежнему представляет значительный научный и практический интерес в силу наличия в нём окон прозрачности атмосферы (3–5 и 8–12 мкм), а также интенсивных колебательно-вращательных линий поглощения многих молекул природных и промышленных газов. Особую нишу занимают полупроводниковые источники среднего ИК диапазона, широко использующиеся в таких областях, как медицина, экологический мониторинг окружающей среды, средства связи, оборонный комплекс [1]. Столь большое разнообразие возможных применений привело к значительному развитию лазерной фотоники и оптоэлектроники среднего ИК диапазона за последние несколько десятилетий, однако до сих пор остаётся нерешённым ряд технологических, теоретических и экспериментальных задач, решение которых способно дать новый импульс развитию полупроводниковой элементной базы для этого важного спектрального диапазона.

В частности, особый интерес представляет разработка светодиодов (СД) и лазерных диодов (ЛД), излучающих в спектральном диапазоне 2–5 мкм при комнатной температуре. На сегодняшний день существует несколько подходов к созданию таких источников излучения, каждый из которых обладает своими преимуществами и недостатками. Один из подходов заключается в использовании СД и ЛД на межзонных оптических переходах с активной областью типа I. Особое место в рамках данного подхода занимают гетероструктуры InGaAsSb/InGaAlAsSb. Пятикомпонентный твёрдый раствор InGaAlAsSb, выступающий в качестве барьерного слоя для КЯ InGaAsSb, позволяет независимо варьировать параметр решётки, ширину запрещённой зоны и разрывы зон, что открывает возможность для варьирования в широких пределах длины волны излучения при сохранении эффективного электронного ограничения носителей заряда (НЗ) в активной области. Лидер данного направления — лаборатория *Stony Brook University*, США, продемонстрировала ЛД, излучающие в непрерывном режиме на длинах волн 2.00–3.25 мкм с высокой выходной мощностью — 1.96–0.36 Вт, соответственно, при температуре 20 °С [2]. Ухудшение эффективности и рост рабочей температуры таких ЛД при увеличении длины волны излучения обусловлены характерными для упруго сильнонапряжённых гетероструктур типа I физическими процессами: Оже-рекомбинацией, поглощением на свободных НЗ, а также тепловым выбросом НЗ с энергетических уровней КЯ в состояния континуума волноводных слоёв [3].

Следует отметить, что вышеперечисленные процессы могут быть существенно подавлены в гетероструктурах типа II, что, в свою очередь, позволяет улучшать излучательные

характеристики СД и ЛД, созданных на их основе [4]. В частности, в *Naval Research Laboratory*, США, были разработаны ЛД InAs/InGaSb с W-образной структурой зон, излучающие в непрерывном режиме на 3.5 мкм с рекордной выходной мощностью 592 мВт [5]. Тем не менее, наряду с преимуществами данного подхода его существенными недостатками являются несколько ухудшенное перекрытие электронных и дырочных волновых функций, обусловленное пространственным разделением НЗ в гетероструктурах типа II, а также слабое ограничение дырок в активной области. Это неизбежно приводит к более высокой пороговой плотности тока и, следовательно, к ухудшению эффективности.

Другой подход к созданию источников излучения на 2–5 мкм заключается в использовании квантово-каскадных лазеров (ККЛ) на межподзонных оптических переходах. Основным преимуществом ККЛ является их высокая температурная стабильность. Рассеяние на оптических фонах, являющееся главным каналом безызлучательной рекомбинации в ККЛ, значительно менее чувствительно к температуре по сравнению с процессами Оже-рекомбинации и тепловым выбросом НЗ, что позволяет создавать ЛД с комнатной рабочей температурой [6]. Так, группой *University Montpellier II*, Франция, были получены ККЛ на основе гетероструктур InAs/AlSb, излучающие на длине волны 3.22 мкм при 423 К в импульсном режиме [7]. Несмотря на то, что традиционная система GaAs/AlGaAs также успешно используется при создании ККЛ, относительно малые разрывы зоны проводимости на гетерогранице GaAs/AlGaAs не позволяют получить СД и ЛД с длиной волны излучения менее 8 мкм [8]. Кроме того, существенными недостатками всех ККЛ является сложность их технологической реализации и достаточно высокие управляющие напряжения.

Все вышеперечисленные подходы к созданию структур, излучающих в диапазоне 2–5 мкм подразумевают использование подложек GaSb или InAs, согласованных по параметру решётки с активной областью. В то же время особый интерес представляет возможность изготовления СД и ЛД среднего ИК диапазона на сильно рассогласованных, но широко используемых, более прочных и в несколько раз более дешёвых подложках GaAs. Для решения данной задачи применяется технология метаморфного роста, суть которой заключается в использовании относительно толстого (1.0–1.5 мкм) метаморфного буферного слоя (МБС) твёрдого раствора переменного состава для создания низкодефектной упруго ненапряжённой виртуальной подложки (ВП) [9]. ВП необходима для формирования на ней псевдоморфных слоёв излучающей гетероструктуры, включая и активную область. Отсутствие универсальной теории релаксации упругих напряжений в МБС, а также недостаток надёжных экспериментальных данных затрудняют разработку и изготовление малодефектных метаморфных гетероструктур. Тем не менее, в прошлом предпринималось несколько попыток получения ЛД среднего ИК диапазона

на основе метаморфных гетероструктур [10, 11]. Однако в таких ЛД обычно используются гетероструктуры $\text{InGa(As)Sb/InGaAl(As)Sb}$, которые обладают всеми вышеперечисленными недостатками, характерными для систем типа I, а рост гетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) производится на подложках GaSb или InP.

В данной диссертационной работе разрабатывается новый подход к созданию источников излучения среднего ИК диапазона (2.0–4.5 мкм) на подложках GaAs(001), основанный на использовании метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/InGaAs/InAlAs}$, которые сочетают в себе преимущества волноводных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) $\text{InAs/InGaAs/InAlAs}$ типа I с активной областью типа II, представляющей собой одну или несколько субмонослойных (суб-МС) вставок InSb в КЯ InAs. Такая активная область InSb/InAs , апробированная ранее в работах [12–14], обеспечивает пространственно-непрямые оптические переходы с электронного уровня в КЯ InAs/InGaAs типа I на дырочный уровень в КЯ InSb/InAs типа II с длиной волны излучения, варьируемой в диапазоне 2.0–4.5 мкм. Таким образом, двойные гетероструктуры (ДГС) $\text{InSb/InAs/InGaAs/InAlAs}$ обеспечивают хорошее электронное и оптическое ограничение в активной области и состоят лишь из бинарных и тройных соединений In(Ga,Al)As с одним компонентом V группы, что упрощает технологический контроль состава и упругих напряжений по сравнению с твёрдыми растворами, содержащими два элемента V группы (As,Sb). W-образная активная область в виде КЯ InSb/InAs типа II в КЯ InAs/InGaAs типа I, во-первых, дополнительно обеспечивает сильное дырочное ограничение, что позволяет снизить вероятность их теплового выброса в КЯ InAs, во-вторых, практически не препятствует эффективному перекрытию электронных и дырочных волновых функций в активной области ввиду малой толщины InSb (~1 МС), и, в-третьих, позволяет варьировать длину волны в широких пределах (2.0–4.5 мкм) только за счёт изменения номинальной толщины вставки InSb (0–1.5 МС) при неизменной конструкции всей остальной гетероструктуры.

Целью работы являлась разработка технологии роста методом МПЭ на подложках GaAs(001) и конструкции низкодефектных (не более 10^7 см^{-2}) метаморфных двойных гетероструктур InAlAs/InGaAs с квантоворазмерной W-образной активной областью InSb/InAs/InGaAs , обладающих высокой эффективностью люминесценции, для источников спонтанного и стимулированного излучения среднего ИК диапазона (2.0–4.5 мкм), а также комплексное исследование их структурных, электронных и люминесцентных свойств.

Для достижения поставленной цели решались следующие **основные задачи**:

1. Развитие на подложках GaAs(001) МПЭ технологии МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с линейным и корневым профилем изменения состава с максимальным содержанием индия $x_{\max} \geq 0.75$ с целью получения на его основе гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ с малой

шероховатостью поверхности и низкой плотностью протяжённых дефектов (не более 10^7 см^{-2}) в активной области. Выбор оптимального профиля изменения состава МБС InAlAs.

2. Экспериментальное и теоретическое исследование процессов релаксации упругих механических напряжений в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001) в зависимости от конструкции МБС, состава ВП и дизайна активной области. Оптимизация конструкции метаморфных гетероструктур, позволяющей достичь баланса упругих напряжений и избежать их релаксации в активной области структур.
3. Разработка дизайна и технологии МПЭ роста активной области метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001) с целью получения интенсивной комнатной фотолюминесценции (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) в среднем ИК диапазоне 2.0–4.5 мкм.
4. Исследование электронных и люминесцентных свойств оптимизированных метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001) в зависимости от их конструкции, условий МПЭ роста и структурных свойств.
5. Выявление и исследование процессов безызлучательной рекомбинации в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001), а также выработка способов их подавления с целью повышения внутренней квантовой эффективности (ВКЭ) структур при комнатной температуре.
6. Разработка и реализация методом МПЭ светодиодных и лазерных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001), излучающих в среднем ИК диапазоне (2.0–4.5 мкм). Определение пороговых, мощностных и температурных характеристик лазерной генерации.

Научная новизна полученных результатов:

1. Впервые продемонстрировано, что МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ толщиной до 1.4 мкм с корневым профилем изменения состава и максимальным составом $x_{\text{max}} \geq 0.75$, выращенные на подложках GaAs(001) методом МПЭ, имеют плотность протяжённых дефектов вблизи интерфейса МБС/ВП $(5 \pm 2) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, что в 3 раза меньше, чем МБС с линейным изменением состава такой же толщины, выращенные в тех же условиях.
2. Впервые обнаружено, что релаксация упругих механических напряжений в метаморфных гетероструктурах In(Ga,Al)As/GaAs(001), содержащих МБС с корневым профилем изменения состава, осуществляется посредством двух механизмов: формирования сетки дислокаций несоответствия и разориентации кристаллической решетки эпитаксиальных слоёв относительно подложки с существенным вкладом второго механизма.

3. Впервые экспериментально установлено значение обратной ступени 6 мол.% по In ($\Delta x_{\text{In}} = 0.06$), необходимое для получения равновесной ненапряжённой ВП $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x \geq 0.7$) при использовании МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава.
4. Впервые на подложках GaAs(001) методом МПЭ получены метаморфные гетероструктуры In(Ga,Al)As, выращенные на МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава, с оригинальной квантоворазмерной активной областью, представляющей собой субмонослойную вставку InSb/InAs типа II внутри КЯ InAs/InGaAs типа I, которые демонстрируют интенсивную ФЛ при 300 К в среднем ИК диапазоне 2.0–4.5 мкм с ВКЭ 5 ± 0.5 % (90 ± 5 % при 10 К). При этом, оптимальное значение обратной ступени МБС, приводящее к существенному подавлению процессов безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла и Оже, составляет $\Delta x_{\text{In}} = 0.08\text{--}0.10$.
5. Показано, что основным фактором гашения ФЛ метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001) при комнатной температуре является тепловой выброс дырок, характеризующийся энергией активации 45–49 мэВ, с энергетического уровня вставки InSb в КЯ InAs/InGaAs через имеющиеся в InAs акцепторные уровни.
6. Впервые для метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001) было показано, что использование одиночного упруго растянутого слоя GaAs толщиной 5 нм, вставленного внутрь МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава при достижении $x = 0.37 \pm 0.02$, приводит к дополнительному снижению плотности протяжённых дефектов ($< 10^7 \text{ см}^{-2}$) и повышению интенсивности ФЛ. При этом, сильнонапряжённая вставка GaAs ведёт себя аналогично обратной ступени МБС, формируя под собой область свободную от дислокаций, и таким образом, играет роль дополнительного дислокационного фильтра.
7. Впервые на подложках GaAs(001) методом МПЭ получены метаморфные квантоворазмерные гетероструктуры InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs с W-образной активной областью и свёрхрешёточным волноводом 10 нм-InGaAs/2 нм-InAlAs, демонстрирующие стимулированное излучение в среднем ИК диапазоне (2.8–3.0 мкм) вплоть до 60 К с пороговой плотностью мощности $\sim 5 \text{ кВт/см}^2$ при прямой оптической накачке волновода на длине волны $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$.

Практическая значимость работы:

1. Разработан оригинальный двухстадийный режим МПЭ роста на специальном образом отожжённых подложках GaAs(001), позволяющий воспроизводимо получать МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ толщиной 1.0–1.4 мкм с корневым профилем изменения состава ($x_{\text{max}} \geq 0.75$), а также метаморфные квантоворазмерные гетероструктуры InSb/InAs/InGaAs/InAlAs на его

основе с рекордно низкой шероховатостью поверхности (RMS), равной 0.7 и 2.4 нм на площади 10×10 мкм², соответственно. При этом начальные 200 нм МБС выращиваются при повышенной температуре $T_{\text{подл.}} = 370\text{--}380$ °С и отношении потоков $\text{As}_4/\text{III} = 2.0\text{--}2.2$, а остальная часть МБС выращивается при пониженной температуре $T_{\text{подл.}} = 330\text{--}340$ °С и меньшем отношении потоков $\text{As}_4/\text{III} = 1.3\text{--}2.0$.

2. Разработаны эффективные методы снижения плотности протяжённых дефектов (ПД) до значения менее 10^7 см⁻² в активной области метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$, выращенных методом МПЭ на подложках GaAs(001) через МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с $x_{\text{max}} \geq 0.75$, заключающиеся в использовании (1) корневого профиля изменения состава в МБС InAlAs , (2) одиночного упругонапряжённого слоя GaAs толщиной 5 нм, вставленного в МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава при достижении $x = 0.37 \pm 0.02$ и (3) оптимального баланса упругих механических напряжений в волноводных и квантоворазмерных областях гетероструктуры.
3. Впервые для детального анализа процессов релаксации упругих напряжений в метаморфных гетероструктурах $\text{In(Ga,Al)As/GaAs(001)}$ продемонстрирована применимость комбинированного метода структурного анализа – профилированных по глубине структуры карт рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве, который включает построение карт рентгеновской дифракции в обратном пространстве в сочетании с данными локальной электронной дифракции, измеренной методом просвечивающей электронной микроскопии вдоль направления роста по поперечному сечению гетероструктуры.
4. Показано на примере метаморфных низкоразмерных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001)}$, излучающих в диапазоне 2.0–4.5 мкм, что измерение зависимости интегральной интенсивности ФЛ от мощности возбуждения при низких температурах, является удобным и эффективным методом независимого количественного определения внутренней квантовой эффективности таких структур, а также эффективности процессов безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла и Оже в зависимости от их конструкции.
5. На подложках GaAs(001) методом МПЭ получены метаморфные светодиодные гетероструктуры $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$, излучающие в диапазоне 3.1–3.8 мкм с ВКЭ 5 ± 0.5 %, а также лазерные гетероструктуры, демонстрирующие стимулированное излучение на длине волны 2.86 мкм с пороговой плотностью мощности накачки 5 кВт/см² при температуре до 60 К, перспективные для развития оптоэлектроники среднего ИК диапазона на платформе GaAs .

Положения, выносимые на защиту:

1. Метаморфный буферный слой (МБС) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ толщиной до 1.4 мкм с корневым профилем изменения состава и максимальным содержанием In $x_{\max} \sim 0.75 \div 0.87$, выращиваемый методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs(001), позволяет получать втрое меньшую плотность протяжённых дефектов $((5 \pm 2) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2})$ в виртуальной подложке $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x \geq 0.7$), чем МБС с линейным профилем изменения состава такой же толщины, выращенный при тех же условиях. Снижение плотности прорастающих дислокаций обусловлено наличием в МБС с корневым профилем изменения состава дополнительного, помимо формирования сетки дислокаций несоответствия, механизма релаксации упругих напряжений за счёт разориентации кристаллической решетки МБС относительно подложки.
2. Свободный от упругих напряжений слой (виртуальная подложка) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x \geq 0.7$) реализуется на подложке GaAs(001) с помощью МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава при значении обратной ступени $\Delta x_{\text{in}} = 0.06$.
3. Формирование на виртуальной подложке GaAs(001)/МБС/ $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x \geq 0.7$) гетероструктуры $\text{In}(\text{Ga},\text{Al})\text{As}$ с активной областью, представляющей собой субмонослойную вставку InSb/InAs типа II внутри квантовой ямы InAs/InGaAs типа I, требует увеличения Δx_{in} до 0.08–0.10 с целью подавления каналов безызлучательной рекомбинации для достижения максимальной внутренней квантовой эффективности фотолюминесценции на длине волны ~ 3.5 мкм.
4. Упруго растянутый слой GaAs толщиной 5 нм, вставленный в МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава при достижении $x = 0.37 \pm 0.02$, действует подобно дополнительной обратной ступени, так же формируя под собой область, свободную от протяжённых дефектов, что приводит к снижению их плотности в виртуальной подложке и повышению интенсивности фотолюминесценции метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As, полученных на основе такого МБС.

Апробация работы:

Материалы диссертационной работы были представлены на следующих российских и международных конференциях и симпозиумах:

- Международная конференция Физика А.СПб (Санкт-Петербург, 2019);
- 30-я международная конференция по дефектам в полупроводниках (Сиэтл, 2019);
- Международная конференция по эпитаксии (Амстердам, 2019);
- Международная междисциплинарная конференция «Передовые рубежи физики 21 века и ФТИ им. А.Ф. Иоффе» (Санкт-Петербург, 2018);

- 25-я международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва, 2018);
- 20-й и 22-й международный симпозиум «Наноп физика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2016, 2018);
- 18-я международная конференция «Оптика лазеров» (Санкт-Петербург, 2018);
- 8-я международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» (Москва, 2017);
- 13-я и 14-я Российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017; Новосибирск, 2019);
- 19-я Европейская конференция по молекулярно-пучковой эпитаксии (Санкт-Петербург, 2017);
- 19-я международная конференция по молекулярно-пучковой эпитаксии (Монпелье, 2016);
- 5-й Российский симпозиум с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, 2016);
- Международная зимняя школа по физике полупроводников (Зеленогорск, 2016)

Публикации. По результатам исследований, составляющих содержание диссертации, опубликовано 26 печатных работ, в том числе 14 статей и 12 трудов конференций, список которых представлен в Заключении.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка литературы. Общий объём диссертации составляет 126 страниц, включая 62 рисунка, 4 таблицы и список цитируемой литературы, состоящий из 154 наименований. Формулы нумеруются по главам, а нумерация рисунков, таблиц и используемой литературы является единой для всего текста диссертации.

Во **Введении** обоснована актуальность проведённых в работе исследований, сформулированы цель и основные задачи работы, представлены научная новизна и практическая значимость полученных результатов, приведены научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава представляет собой литературный обзор, в котором рассматриваются основные подходы к созданию полупроводниковых лазерных гетероструктур, излучающих в спектральном диапазоне 2–5 мкм. Рассматриваются различные типы псевдоморфных гетероструктур, традиционно используемых в качестве активных элементов лазеров среднего ИК диапазона. Обсуждаются их преимущества и недостатки. Проведён сравнительный анализ лазерных характеристик таких структур. Отдельное внимание уделяется метаморфной технологии, позволяющей реализовывать узкозонные гетероструктуры на сильно рассогласованных по параметру решётки подложках GaAs. Рассмотрены различные

аналитические модели релаксации упругих механических напряжений в метаморфных буферных слоях, являющихся ключевым элементом в метаморфной технологии.

Вторая глава посвящена разработке конструкции метаморфных буферных слоёв InAlAs, а также оптимизации их МПЭ технологии на подложках GaAs(001). Рассматривается уникальная процедура отжига подложек GaAs, позволяющая реализовывать максимально планарную поверхность, необходимую для дальнейшего получения на ней низкодефектных метаморфных гетероструктур. Обсуждается влияние параметров МПЭ роста и профиля изменения состава МБС InAlAs на кристаллическое совершенство структур, выращенных на его основе. Представлены результаты исследований механизмов релаксации упругих механических напряжений в МБС InAlAs с различным профилем изменения состава, проведённых с помощью комбинированного метода структурного анализа – профилированных по глубине структуры карт рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве.

В третьей главе рассматриваются оптические свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs/GaAs(001), содержащих МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава. Обсуждается влияние величины обратной ступени на фотолюминесценцию и кристаллическое совершенство таких структур. Приводятся результаты теоретических (по методу слабой связи в рамках 8-зонной модели Кейна) и экспериментальных (методом модуляционной Фурье-спектроскопии фотоотражения) исследований зонной структуры квантоворазмерной активной области InSb/InAs/InGaAs. Представлены результаты экспериментальных исследований механизмов безызлучательной рекомбинации в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/InGaAs/InAlAs/GaAs(001), а также их внутренней квантовой эффективности.

В четвёртой главе рассматривается влияние упругонапряжённых слоёв GaAs и InAs, расположенных в МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава, на структурные и оптические свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs/GaAs(001), получаемых на его основе.

В пятой главе представлены результаты исследований оптических свойств, кристаллического совершенства, а также зонной структуры метаморфных волноводных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001). Приводятся результаты исследований стимулированного излучения и электролюминесценции таких структур в спектральном диапазоне 2.0–4.5 мкм.

Глава 1. Оптоэлектроника среднего инфракрасного диапазона (2–5 мкм) (обзор литературы)

1.1. Лазеры на основе псевдоморфных полупроводниковых гетероструктур типа I

Гетероструктуры InGaAsSb/AlGaAsSb, согласованные по параметру решётки с подложкой GaSb, продолжительное время считались наиболее перспективными для создания излучателей света с длиной волны более 2 мкм. В качестве ограничивающих и барьерных слоёв таких структур выступали четверные твёрдые растворы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ с высоким содержанием Al ($x \sim 0.9$), обладающие широкой запрещённой зоной и малым показателем преломления. Для формирования активной области использовался узкозонный слой InGaAsSb. Первый ЛД с длиной волны излучения ~ 1.8 мкм был получен методом жидкофазной эпитаксии (*NTT Research Laboratories*) в 1980 году [15]. А несколько лет спустя несколькими исследовательскими группами были созданы ЛД, излучающие на длине волны 2 мкм [16–19].

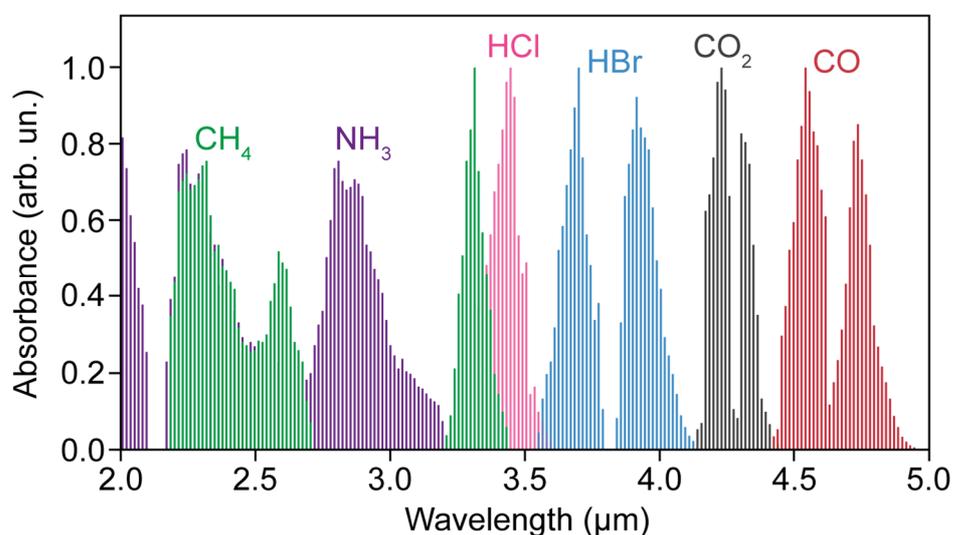


Рисунок 1 — Линии поглощения различных газов в диапазоне 2–5 мкм

Значительный прогресс был достигнут в конце 90-ых годов благодаря развитию метода МПЭ, который позволил создавать высокопроизводительные ЛД на квантовых ямах (КЯ). Большое количество усилий было направлено на создание эффективных источников света,

излучающих вблизи 2.3 мкм, где находится окно прозрачности атмосферы, а также расположены линии поглощения некоторых газов, таких как CH_4 и NH_3 (Рисунок 1).

Схематичная зонная диаграмма лазерных гетероструктур, излучающих в спектральном диапазоне 2.0–2.5 мкм приведена на Рисунке 2. Активная область таких структур представляет собой КЯ $\text{InGaAsSb}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$. В качестве волноводных слоёв использовался четверной твёрдый раствор $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$. Состав каждого из слоёв за исключением КЯ InGaAsSb выбирался из условия согласования параметра решётки с подложкой GaSb . При этом, содержание In и As в КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ находилось в пределах $x = 0.3–0.4$ и $y = 0.06–0.09$, соответственно, что обеспечивало упругие напряжения сжатия в активной области ($\Delta a/a = 1.2–1.5\%$). Слой переменного состава AlGaAsSb , расположенный между слоями GaSb и барьерами $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$, использовался с целью сглаживания разрывов зон на интерфейсах.

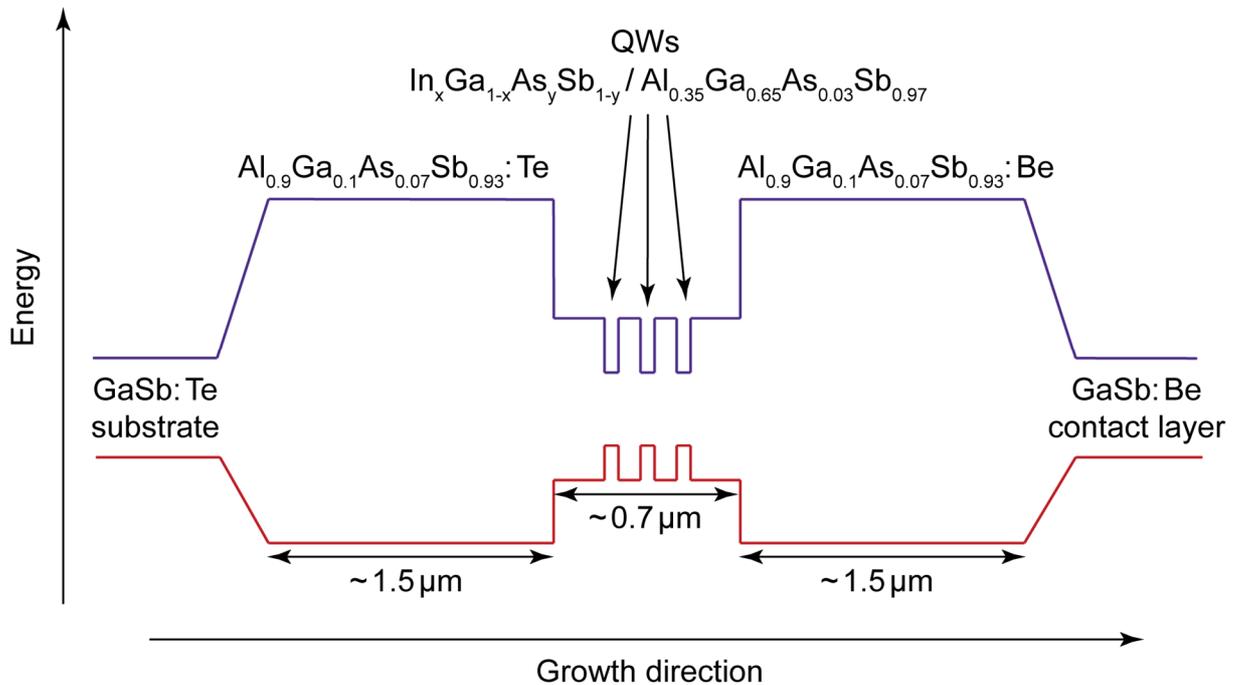


Рисунок 2 — Схематичная зонная диаграмма ЛД на основе КЯ $\text{InGaAsSb}/\text{AlGaAsSb}$ типа I, излучающих на длине волны 2.3 мкм

ЛД такой конструкции обладают пороговой плотностью тока j_{th} менее $100 \text{ A}/\text{cm}^2$ [20–22]. Кроме того, была продемонстрирована лазерная генерация в непрерывном режиме при температурах до 140°C [23, 24], а также реализованы лазеры с высокой выходной мощностью более 1 Вт [25–27]. В частности, было достигнуто значение выходной мощности 1.6 Вт в

непрерывном режиме (Рисунок 3), что соответствует коэффициенту полезного действия $\sim 15\%$ [21]. На вставках Рисунок 3 приведены ближнее поле и спектр лазерного излучения.

Таким образом, вышеизложенные результаты свидетельствуют о том, что волноводные гетероструктуры InGaAsSb/AlGaAsSb характеризуются высоким оптическим усилением. При этом, возможность изменения состава слоёв активной области, а следовательно, и разрывов зон, позволяет получать низкороговую лазерную генерацию в спектральном диапазоне 2.0–2.5 мкм.

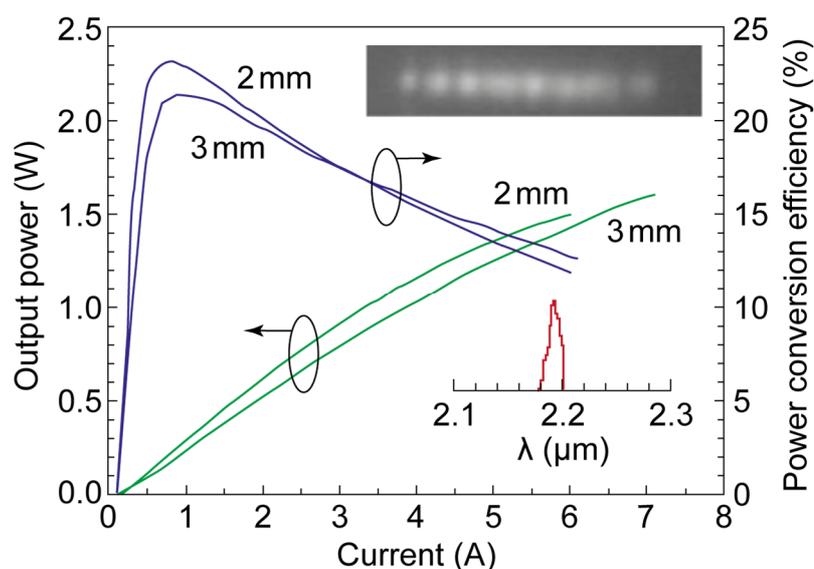


Рисунок 3 — Ватт-амперные характеристики ЛД InGaAsSb/AlGaAsSb, полученные в непрерывном режиме при температуре 17 °С. Верхняя и нижняя вставка показывают ближнее поле и спектр лазерного излучения, соответственно

Следует отметить, что четверные твёрдые растворы InGaAsSb с составом, при котором осуществим их псевдоморфный рост на подложках GaSb, позволяют создавать ЛД с длиной волны излучения до 4 мкм. Однако, с увеличением длины волны излучения возрастают внутренние потери в структурах, обусловленные поглощением на свободных носителях. Кроме того, меньшие значения эффективных масс электронов и дырок приводят к меньшим значениям плотности состояний и, следовательно, более низкому оптическому усилению. Тем не менее, первые попытки получения ЛД с длиной волны излучения более 3 мкм основывались на увеличении содержания In и As в КЯ InGaAsSb с целью уменьшения ширины запрещённой зоны КЯ. Данный подход позволил получить лазеры, излучающие на длине волны 3.04 мкм в непрерывном режиме при комнатной температуре [28]. Однако такие ЛД обладали втрое большей пороговой плотностью тока по сравнению с ЛД, излучающими на длине волны

2.24 мкм (Рисунок 4). Первоначально деградация лазерных характеристик объяснялась процессами безызлучательной рекомбинации (Шокли-Рида-Холла и Оже) внутри КЯ. Однако позднее было показано, что главной причиной деградации является выброс дырок из КЯ в волноводные слои за счёт тепловой энергии и их последующая рекомбинация [29–31].

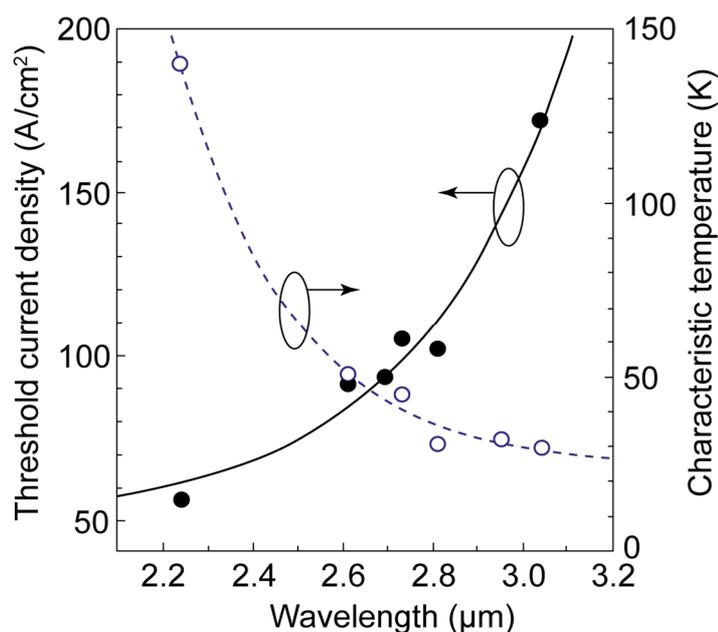


Рисунок 4 — Зависимость пороговой плотности тока и характеристической температуры от длины волны излучения ЛД $InGaAsSb/AlGaAsSb$

На Рисунке 5 показана эволюция разрывов зон, рассчитанная для гетероструктур $In_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}/Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$, в которых содержание In и As выбиралось таким образом, чтобы обеспечить одинаковые упругие напряжения сжатия в каждой КЯ $InGaAsSb$ (1.5 %) при неизменной толщине КЯ равной 15 нм. При прочих равных параметрах увеличение содержания In в КЯ приводит к уменьшению разрыва валентной зоны и увеличению разрыва зоны проводимости. В свою очередь, это может привести к образованию КЯ типа II, в которой локализация дырок становится невозможной. Следует отметить, что напряжения сжатия в КЯ увеличивают разрыв валентной зоны. Такой подход был успешно реализован для увеличения выходной мощности лазеров и улучшения их температурной стабильности [27]. Тем не менее, сильные напряжения сжатия ограничивают количество используемых КЯ, а также их толщину во избежание процессов релаксации упругих механических напряжений, что в свою очередь снижает оптическое усиление и ухудшает лазерные характеристики таких гетероструктур. Другим способом увеличения разрыва валентной зоны является увеличение содержания Al в

барьерных слоях AlGaAsSb. Однако, это приводит к увеличению разрыва зоны проводимости, что негативно сказывается на инжекции электронов в КЯ.

В 2005 году для достижения лазерной генерации в диапазоне 3–4 мкм было предложено использовать пятикомпонентный твёрдый раствор AlGaInAsSb в качестве барьерного слоя для КЯ InGaAsSb [32]. Основным преимуществом данного подхода является возможность варьирования разрывов зон независимо от ширины запрещённой зоны и параметра решётки барьерного слоя. На *Рисунке 5* схематично показано расположение зон в гетероструктуре с КЯ InGaAsSb/AlGaInAsSb, излучающей на длине волны 3.3 мкм. Несколько лет потребовалось для реализации InGaAsSb/AlGaInAsSb лазеров, излучающих на длине волны более 3 мкм [33–35] в непрерывном режиме, что связано, главным образом, со сложностью эпитаксиального роста пятикомпонентного соединения AlGaInAsSb. Позднее было получено стимулированное излучение при комнатной температуре вплоть до 3.44 мкм в непрерывном режиме [36] и 3.77 мкм импульсном режиме [37].

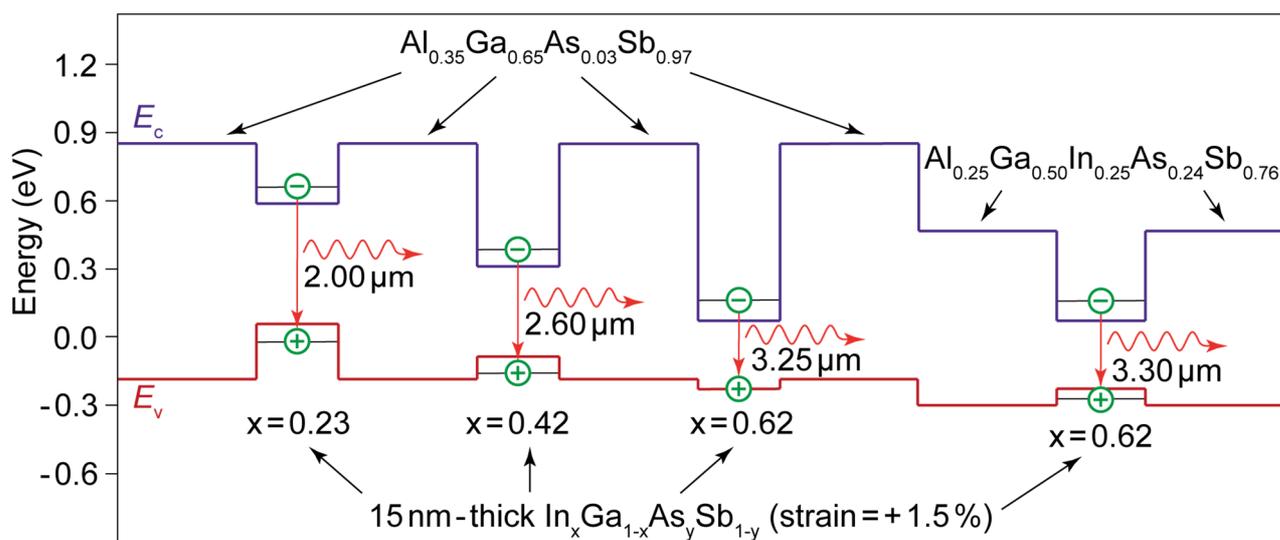


Рисунок 5 — Эволюция разрывов зоны проводимости и валентной зоны для гетероструктур на основе КЯ $In_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}/Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$

Несмотря на то, что были созданы лазеры с длиной волны излучения вблизи 3.2 мкм с выходной мощностью более 100 мВт [36, 38], ухудшение лазерных характеристик при увеличении длины волны излучения (*Рисунок 6*) свидетельствует о необходимости разработки нового подхода.

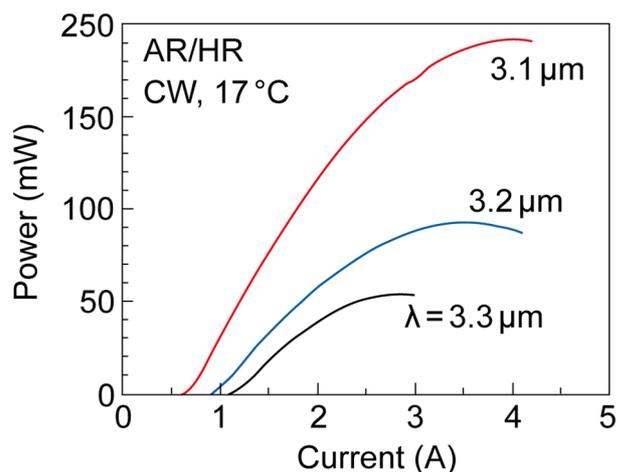


Рисунок 6 — Ватт-амперные характеристики ЛД на основе гетероструктур $InGaAsSb/AlGaAsSb$, излучающих на длине волны 3.1, 3.2 и 3.3 мкм в непрерывном режиме при комнатной температуре

Были предложены короткопериодные сверхрешётки (СР) $InAs/GaSb/InSb$ в качестве активных элементов лазеров среднего ИК диапазона [39]. В частности, излучение в спектральном диапазоне 2.5–6.0 мкм может быть достигнуто на основе таких СР путём варьирования толщины слоёв $InSb$ в пределах 0.0–0.6 нм и толщин $InAs$ и $GaSb$ в пределах 1.0–2.5 нм [40]. Кроме того, было получено стимулированное излучение в импульсном режиме на длине волны 3.3 мкм при комнатной температуре [41].

1.2. Лазеры на основе псевдоморфных полупроводниковых гетероструктур типа II

Характерные недостатки для систем типа I, такие как слабое дырочное ограничение из-за малого разрыва валентной зоны, потери, обусловленные тепловым выбросом носителей заряда из КЯ, а также Оже-рекомбинация могут быть существенно подавлены при использовании гетероструктур типа II [4, 42, 43]. Следует отметить, что относительно слабое перекрытие волновых функций электронов и дырок, обусловленное пространственно непрямыми оптическими переходами, зачастую рассматривается как недостаток гетероструктур типа II, который приводит к большим значениям пороговой плотности тока. Однако, в результате прямого сравнения спектров поглощения лазерных гетероструктур с КЯ $In_{0.41}Ga_{0.59}As_{0.14}Sb_{0.86}/Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.02}Sb_{0.98}$ типа I и КЯ $In_{0.4}Ga_{0.6}Sb/InAs/In_{0.20}Ga_{0.80}As_{0.18}Sb_{0.82}$ типа II не было выявлено существенной разницы в насыщении оптического усиления таких ЛД [44]. Таким образом, ЛД на

основе СР или множественных КЯ типа II с длиной волны излучения более 3 мкм могут обладать лучшими лазерными характеристиками, чем ЛД на основе гетероструктур типа I.

Начиная с 1996 года, когда были созданы ЛД $\text{InAs/In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As/InAs/AlSb}$ с длиной волны излучения 3.22 мкм и выходной мощностью 270 мВт [45], конструкция лазерных гетероструктур типа II претерпела множество изменений. В 2011 году научно-исследовательской группой *Naval Research Laboratory, США* было представлено описание внутренних процессов генерации носителей заряда, а также их транспорта в каскадных лазерах на межзонных оптических переходах [46]. Кроме того, была предложена конструкция гетероструктур, которая обеспечивает полную перебалансировку плотности состояний электронов и дырок в активной области [46]. Лазеры на основе таких «W» гетероструктур InGaSb/InAs продемонстрировали генерацию в непрерывном режиме на длине волны 3.5 мкм с выходной мощностью вплоть до 592 мВт [5, 47].

Следует отметить, что использование каскадной конструкции лазеров на межзонных оптических переходах позволяет решить проблему уменьшения коэффициента оптического усиления (и, как следствие, увеличения пороговой плотности тока) при увеличении длины волны излучения [48]. В таких структурах активная область представляет собой каскад КЯ типа II, в каждой из которых инжектированные носители могут рекомбинировать и излучать фотон на необходимой длине волны. При этом транспорт носителей заряда через серию КЯ осуществляется за счёт электрического поля (*Рисунок 7*). На данный момент ЛД с такой конструкцией реализованы только на основе антимонидов. Это объясняется свойствами используемых соединений, необходимых для формирования гетероструктур типа II или типа III, в которых, в свою очередь, становится возможным переход электрона из валентной зоны одной ступени каскада в зону проводимости следующей ступени и его дальнейшая излучательная рекомбинация (*Рисунок 7*). Таким образом, несмотря на относительно слабое перекрытие волновых функций электронов и дырок в «W» гетероструктурах InAs/InGaSb , удаётся достигать достаточного значения коэффициента оптического усиления, необходимого для реализации стимулированного излучения [49]. Кроме того, КЯ типа II позволяет изменять энергию оптического перехода в широких пределах, в том числе, в диапазоне 3–4 мкм, за счёт изменения толщины слоёв, образующих «W» КЯ. Схематичная зонная диаграмма таких лазерных гетероструктур приведена на *Рисунке 7*. Каждый элемент каскада представляет собой «W» КЯ InAs/InGaSb , в которой реализуются пространственно не прямые оптические переходы с электронного уровня, локализованного в InAs , на уровень дырок, локализованного в InGaSb . Короткопериодные (~ 5 нм) СР n-InAs/AlSb зачастую используются в качестве ограничивающих слоёв несмотря на то, что показатель преломления слоёв, составляющих такую СР (~ 3.35) слабо отличается от показателя преломления активной области (~ 3.45). Для того, чтобы увеличить

разницу в значениях показателя преломления могут быть использованы слои GaSb (~ 3.8), располагаемые между активной областью и СП [50].

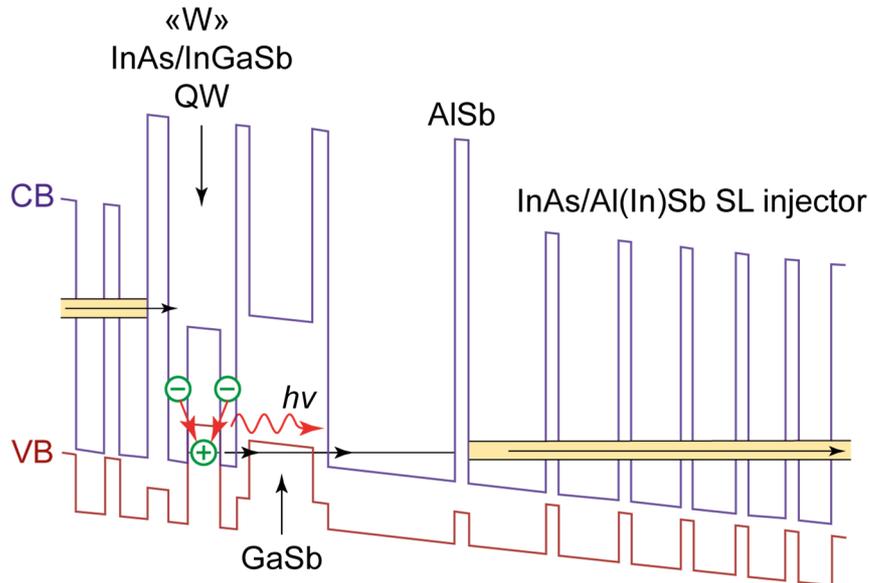


Рисунок 7 — Схематическая зонная диаграмма одной ступени каскадного «W» лазера InAs/InGaSb на межзонных оптических переходах. Красными стрелками показаны основные оптические переходы

Первые каскадные лазеры на межзонных оптических переходах были получены в 1997 году методом МПЭ на подложках GaSb p-типа и демонстрировали лазерную генерацию в импульсном режиме на длине волны 3.8 мкм при температурах, не превышающих 170 К [51]. Позднее стимулированное излучение в импульсном режиме было продемонстрировано на длине волны 3.6 мкм при 286 К [52] и 3.5 мкм при 300 К [53]. И только в 2005 году были реализованы лазеры, излучающие в спектральном диапазоне 3–5 мкм и характеризующиеся относительно малыми значениями пороговой плотности тока в импульсном режиме — 8 и 630 А/см² при 80 и 300 К, соответственно [54–56]. Впервые лазерная генерация в непрерывном режиме при комнатной температуре была продемонстрирована в 2008 году на длине волны 3.75 мкм [57]. Оптические потери в таких лазерных гетероструктурах были минимизированы благодаря реализации в них более сильного оптического ограничения за счёт использования подложек GaSb n-типа. Также были получены ЛД, излучающие в непрерывном режиме на длине волны 3.7 [58] и 3.51 мкм [59] при температуре 335 и 345 К, соответственно. Данные каскадные лазеры содержали 5 ступеней и обладали низкой пороговой плотностью тока равной 1.7 и 360 А/см² при

температуре 78 и 300 К, соответственно. Было показано, что температурные зависимости пороговой плотности тока (*Рисунок 8*) таких лазеров не изменяются при варьировании длины волны излучения в спектральном диапазоне 3.2–5.0 мкм [60]. Максимальное достигнутое значение выходной мощности лазеров на основе гетероструктур типа II, работающих в непрерывном режиме, составляет 30 мВт при комнатной температуре, что соответствует значению КПД ~ 2 % [61].

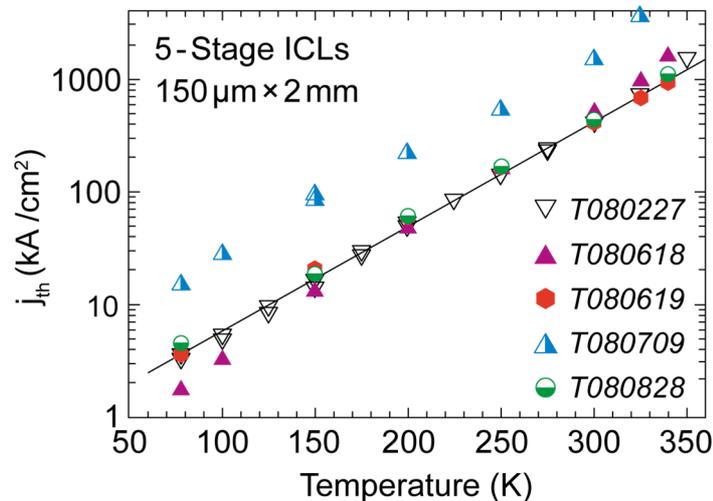


Рисунок 8 — Зависимости пороговой плотности тока каскадных лазеров, включающих 5 ступеней, от температуры

1.3. Квантово-каскадные лазеры на межподзонных оптических переходах

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ), впервые предложенные в 1971 [62] и реализованные в 1994 году [63], представляют альтернативный подход к получению стимулированного излучения в среднем ИК диапазоне. Оптические переходы в таких лазерах реализуются между подзонами размерного квантования в связанных квантовых ямах, что является их главной отличительной особенностью от ЛД, работающих на межзонных оптических переходах (см. параграф 1.1. и 1.2.). Главным механизмом безызлучательной рекомбинации в ККЛ является рассеяние носителей на оптических фононах. Данный процесс значительно менее чувствителен к температуре по сравнению с Оже-процессами, которые играют значительную роль в узкозонных гетероструктурах. Таким образом, одним из преимуществ ККЛ является возможность получения стимулированного излучения при высоких температурах. Другой особенностью ККЛ является их

каскадная конструкция. При переходе с одного электронного уровня размерного квантования на другой электронный уровень с меньшей энергией испускается фотон, и электрон может инжектироваться в следующую ступень каскада и снова испустить фотон. Таким образом, каждый инжектированный электрон может создать большое количество фотонов, что, в свою очередь, обеспечивает сильное оптическое усиление лазерных структур и высокую выходную мощность. Тем не менее, на данный момент минимальное значение пороговой плотности тока ККЛ при комнатной температуре составляет 830 А/см^2 [64], что на порядок больше пороговой плотности тока ЛД на межзонных оптических переходах. Первые ККЛ были реализованы на подложках InP на основе КЯ InGaAs/InAlAs. Состав КЯ и барьерных слоёв выбирался из условия согласования параметра решётки активной области с подложкой. Существенный прорыв был сделан в 1998 году, когда были предложены и реализованы ККЛ с компенсацией упругих механических напряжений в активной области на основе КЯ InGaAs/InAlAs [65]. В таких структурах упругие напряжения сжатия, вводимые КЯ InGaAs, компенсировались упруго растянутыми барьерными слоями InAlAs. Таким образом, данный подход открыл возможность реализации ККЛ с необходимым количеством ступеней в каскаде. Следует отметить, что ККЛ InGaAs/InAlAs, сбалансированные по упругим напряжениям и излучающие в спектральном диапазоне 4.6–4.9 мкм, обладают наилучшими оптическими характеристиками среди других лазеров данного класса. В частности, такие ККЛ продемонстрировали высокое значение выходной мощности 3–5 Вт в непрерывном режиме при комнатной температуре [66, 67]. Кроме того, были получены высокие значения КПД при комнатной температуре, которые составили 27 и 21 % в импульсном и непрерывном режиме, соответственно. Максимальное значение выходной мощности ($\sim 120 \text{ Вт}$) при комнатной температуре было достигнуто в импульсном режиме на ККЛ, выращенных на подложках InP [68]. Высокая потребляемая мощность, необходимая для функционирования ККЛ, компенсируется их температурной стабильностью. Так, например, характеристическая температура ККЛ достигает значений 383 и 244 К [66] в импульсном и непрерывном режиме, соответственно, что существенно превосходит соответствующие значения (30–40 К) ЛД, работающих на межзонных оптических переходах с длиной волны излучения вблизи 3 мкм [3]. Следует отметить, что гетероструктуры GaAs/AlGaAs широко используются для создания ККЛ на подложках GaAs. Однако, малый разрыв зоны проводимости в Γ -точке на интерфейсе GaAs/AlGaAs не позволяет получать ККЛ с длиной волны излучения менее 8 мкм [69].

Наряду с высокой температурной стабильностью ещё одним преимуществом ККЛ является возможность варьирования длины волны излучения в широких пределах за счёт изменения толщины слоёв активной области. Оценивая длину волны излучения ККЛ как

половина разрыва зоны проводимости на интерфейсе КЯ/барьерный слой, можно рассчитать наименьшую длину волны излучения ККЛ. Так, для ККЛ, согласованных по параметру решётки с подложкой InP ($\Delta E_c = 0.52$ эВ), минимальная длина волны составляет ~ 5 мкм [65]. Стимулированное излучение на длине волны 3.5 мкм было продемонстрировано при использовании ККЛ с активной областью, скомпенсированной по упругим механическим напряжениям ($\Delta E_c = 0.74$ эВ) [65], и долгое время оставалось наиболее коротковолновым излучением, полученным с помощью ККЛ. Следующим шагом в развитии конструкции ККЛ стало внедрение новых полупроводниковых соединений, позволяющих получать большее значение разрыва зоны проводимости. На *Рисунке 9* показаны разрывы зоны для тех гетероструктур, которые могут быть использованы в качестве активной области ККЛ с длиной волны излучения менее 5 мкм [70].

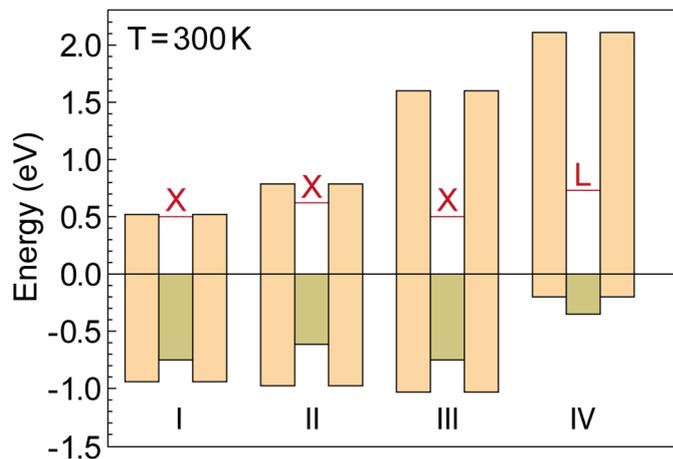


Рисунок 9 — Значения разрывов зон различных гетероструктур, подходящих для создания ККЛ с длиной волны излучения $\lambda < 5$ мкм: I – $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$, II – $In_{0.7}Ga_{0.3}As/In_{0.4}Al_{0.6}As$, III – $In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs_{0.56}Sb_{0.44}$, IV – $InAs/AlSb$

В 2007 году на подложках InP впервые были получены ККЛ на основе гетероструктур InGaAs/AlAs(Sb) с длиной волны излучения 3.05 мкм при температуре жидкого гелия. Разрыв зоны проводимости в таких ККЛ составлял 1.2–1.6 В [71–73]. Однако, их производительность была ограничена в связи с малой энергетической разницей между Г- и X-минимумом зоны проводимости InGaAs (0.45–0.55 эВ). Таким образом, существовала высокая вероятность перехода электрона с верхних энергетических уровней Г долины в X долину за счёт процессов рассеяния. Годом позднее энергетическое разделение Г и X долины было увеличено за счёт

использования упруго сильнонапряжённых КЯ InGaAs с высоким содержанием In [74], что позволило уменьшить утечку носителей из Γ в X долину.

1.3.1. Квантово-каскадные лазеры на основе гетероструктур InAs/AlSb

Гетероструктуры InAs/AlSb являются перспективными для создания на их основе ККЛ, излучающих в спектральном диапазоне 3–5 мкм, что объясняется большим значением разрыва зоны проводимости на интерфейсе InAs/AlSb (2.1 эВ), а также значительной разницей по энергии между Γ - и L-минимумом в КЯ InAs (0.73 эВ). В силу того, что бинарные соединения InAs и AlSb принадлежат к семейству полупроводников с параметром решётки 6.1 Å, рост таких ККЛ обычно осуществляется на решёточно-согласованных подложках GaSb или InAs.

Впервые конструкция ККЛ на подложках InAs была предложена в 1998 году [75], однако реализованы они были значительно позднее. В 2002 году были получены ККЛ с длиной волны излучения 10 мкм [76, 77] и 6.7 мкм [78], работающие в импульсном режиме. В 2004 году были созданы ККЛ, работающие в непрерывном режиме на длине волны 4.5 мкм [6]. Следует отметить, что в КЯ InAs и барьерных слоях AlSb отсутствуют общие атомы. Таким образом, возможно формирование упруго напряжённых интерфейсов — In-Sb и Al-As, которые вносят вклад в баланс упругих механических напряжений в лазерной гетероструктуре. Тип интерфейса влияет на электронные свойства структур. Это играет значительную роль в случае коротковолновых ККЛ, в которых активная область состоит из тонких эпитаксиальных слоёв. Следует отметить, что в ККЛ с длиной волны излучения менее 3 мкм верхние уровни в КЯ InAs, участвующие в межподзонных оптических переходах, отдалены от дна зоны проводимости КЯ на 0.7 эВ. Чтобы выполнялось условие эффективного резонансного туннелирования, необходимое для работы ККЛ, положения уровней должны рассчитываться с точностью 10 мэВ и выше. Таким образом, сложность технологической реализации ККЛ является их основным недостатком.

В первых ККЛ на основе гетероструктур InAs/AlSb ограничивающие слои InAs легировались до концентрации $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ с целью увеличения оптического ограничения. Это объясняется тем, что значение показателя преломления сильнолегированного InAs (~ 3.0) значительно отличается от соответствующего значения нелегированного слоя (~ 3.5) [70]. Поглощение на свободных носителях в таких структурах достаточно велико. Поэтому для того, чтобы уменьшить оптические потери, сильнолегированные ограничивающие слои отделялись от активной области слаболегированными вставками InAs («спейсеры»). Минимально достижимая

длина волны ККЛ с такой конструкцией ограничивается значением 3.8 мкм, что обусловлено проблемой внутризонного поглощения в узкозонных слоях InAs. ККЛ с длиной волны излучения менее 3.8 мкм были получены, когда вместо «спейсеров» InAs стали использоваться короткопериодные СР InAs/AlSb, обладающие более широкой эффективной запрещённой зоной [70].

Порог длины волны излучения в 3.5 мкм были преодолен в 2006 году. В частности, были созданы ККЛ на основе InAs/AlSb, излучающие на длинах волн 3.1 и 3.3 мкм при температуре жидкого гелия [79]. А спустя год были получены ККЛ, излучающие на длине волны менее 3 мкм [80]. Традиционный дизайн зоны проводимости современных ККЛ на основе InAs/AlSb с длиной волны излучения вблизи 3 мкм приведён на *Рисунке 10*. Также на *Рисунке 10* показаны уровни размерного квантования электронов и соответствующие волновые функции.

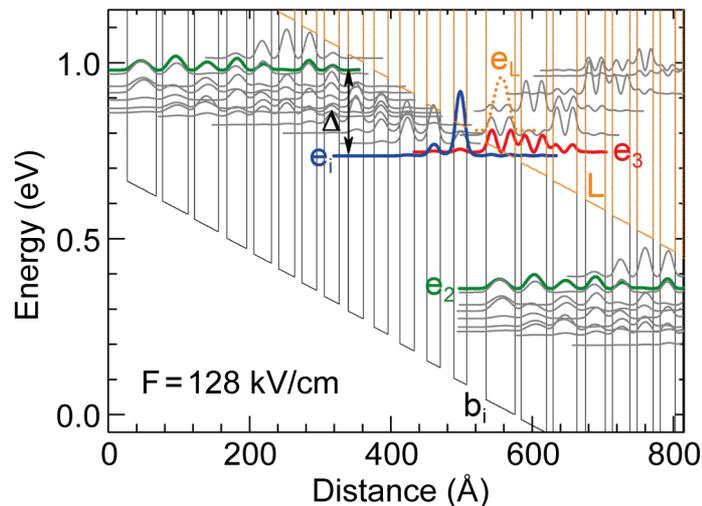


Рисунок 10 — Зона проводимости активной области ККЛ InAs/AlSb с длиной волны излучения 3.18 мкм при комнатной температуре. На рисунке также показаны уровни размерного квантования и волновые функции электронов

Температурная зависимость пороговой плотности тока ККЛ, излучающих на длине волны 3.3 мкм [81], приведена на *Рисунке 11*. Так, значение пороговой плотности тока при комнатной температуре составляет 3 кА/см². Кроме того, была продемонстрирована возможность работы таких лазеров при температурах близких к 400 К. При этом, значения выходной мощности составили 2.5, 1 и 0.1 Вт при температуре 80, 300 и 380 К, соответственно. ККЛ схожей конструкции продемонстрировали излучение на длине волны 2.75 мкм при температуре 80 К [80]. Также были проведены исследования характеристик ККЛ под гидростатическим

давлением. Было установлено, что в ККЛ с длиной волны излучения более 3 мкм утечка носителей из Γ в L-долину в КЯ InAs не влияет на их производительность, однако является фактором, не позволяющим получать излучение на длине волны менее 2.75 мкм [82]. Утечка носителей в L- и X-долины становится сильнее, когда квантоворазмерные уровни электронов в Γ -точке приближаются по энергии к состояниям в X и L долинах, тем самым, ограничивая максимально достижимую энергию фотона. Тем не менее, длина волны излучения ККЛ может быть уменьшена путём размещения верхних электронных уровней вдали от нижних состояний в L- и X-долинах, а также за счёт снижения по энергии нижних электронных уровней в Γ -точке.

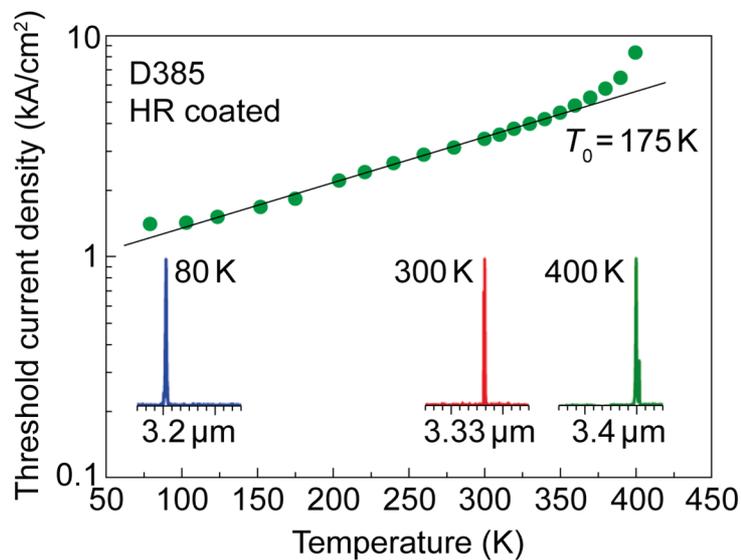


Рисунок 11 — Температурная зависимость пороговой плотности тока и спектры излучения ККЛ InAs/AlSb с длиной волны излучения вблизи 3.3 мкм

В коротковолновых ККЛ на основе гетероструктур InAs/AlSb эффект утечки носителей в L- и X-долины может быть уменьшен за счёт увеличения толщины барьерных слоёв связанных КЯ. Используя данный подход, были получены ККЛ InAs/AlSb, излучающие на длине волны 2.63 мкм [83]. Следует отметить, что максимальная рабочая температура ККЛ на основе антимонидных гетероструктур снижается от 420 до 175 К при изменении длины волны излучения от 3.3 к 2.63 мкм, соответственно [8, 83].

Все рассматриваемые в данном параграфе характеристики ККЛ соответствуют импульсному режиму работы. Основными сложностями в достижении режима непрерывной генерации являются относительно высокие значения пороговой плотности тока и низкая теплопроводность слоёв «спейсеров». На данный момент непрерывный режим работы ККЛ

InAs/AlSb был продемонстрирован лишь с использованием «спейсеров» InAs на длинах волн более 4 мкм. В частности, были получены ККЛ, работающие в непрерывном режиме на длине волны 9 и 4.7 мкм при температуре 255 и 240 К, соответственно [84]. Таким образом, несмотря на значительный прогресс в создании ККЛ на основе антимоноидных гетероструктур с момента их первого появления, необходима дальнейшая оптимизация их конструкции, направленная на снижение внутренних потерь, улучшение рассеяния тепла и получение характеристик, близких к характеристикам ККЛ, получаемых на подложках InP.

1.4. Метаморфная технология роста для создания эффективных источников света среднего инфракрасного диапазона

Традиционно для реализации псевдоморфного роста гетероструктур, излучающих в спектральном диапазоне 3–5 мкм, используются подложки GaSb и InAs, стоимость которых значительно превышает стоимость подложек GaAs и InP. За последние несколько лет были предложены различные методы для решения проблемы рассогласования параметра решётки подложки и активных слоёв, такие как склеивание подложек (*wafers bonding*) [85], эпитаксия на структурированных подложках [86], а также метаморфная технология [87]. Все подходы за исключением последнего включают предварительную подготовку подложек перед началом эпитаксиального роста, что существенно повышает сложность создания гетероструктур на их основе.

1.4.1. Концепция метаморфного роста полупроводниковых гетероструктур

Метаморфный подход позволяет значительно улучшить характеристики гетероструктур, получаемых на сильно рассогласованных подложках [88–90]. Ключевым элементом метаморфной технологии является относительно толстый (~ 1 мкм) метаморфный буферный слой (МБС). По мере роста МБС происходит релаксация упругих механических напряжений, вызванная сильным рассогласованием параметров решёток подложки и растущего слоя, что приводит к образованию сетки дислокаций несоответствия (ДН). Поверх МБС производится рост так называемой виртуальной подложки (ВП) — слоя с желаемым параметром решётки, который необходим для дальнейшей реализации низкодефектной активной области.

Начиная с 60-ых годов широкое распространение получили МБС с градиентом состава вдоль оси роста [91]. Было установлено, что МБС с монотонно изменяющимся составом, содержат в верхней части область практически свободную от дислокаций, в которой аккумулируются остаточные упругие механические напряжения [9]. При этом, в остальной части МБС происходит релаксация упругих напряжений путём образования сетки дислокаций несоответствия (ДН). Остаточные напряжения, аккумулированные в верхней части МБС, обычно компенсируются за счёт обратной ступени (Δx), которая представляет собой разницу между конечным составом МБС и составом ВП. Таким образом, выбор оптимального значения Δx обеспечивает выполнение условия согласования параметров решёток ВП и слоя МБС с конечным составом.

1.4.2. Теория релаксации упругих механических напряжений в слоях с линейно изменяющимся составом

Традиционно в метаморфных гетероструктурах используются МБС с линейным [92–94] или ступенчатым [95, 96] профилем изменения состава благодаря их относительно простой технологической реализации. Кроме того, в случае МБС с линейным градиентом состава толщина области остаточных напряжений (d_{free}) может быть найдена аналитически (см. выражение (1.1)), в соответствии с моделью, предложенной в работе [9].

$$d_{free} = \sqrt{\frac{2\lambda}{b \cdot c \cdot \frac{d\varepsilon}{dz}}} \quad (1.1)$$

где λ – энергия дислокации на единицу длины, b – проекция вектора Бюргерса на ось, направленную вдоль ДН, c – константа упругости в случае двухосной деформации, ε – рассогласование параметров решёток растущего слоя и подложки, z – направление роста структуры. Следует отметить, что данная модель основана на рассмотрении полной энергии системы E (см. выражение (1.2)).

$$E = 2\lambda k + Lc(\varepsilon - bk)^2 \quad (1.2)$$

где k – плотность ДН, а L – суммарная толщина МБС. Первое слагаемое в выражении (1.2) определяет энергию образования ДН. При этом, множитель 2 означает, что рассматривается образование ДН в двух ортогональных направлениях. Второе слагаемое соответствует упругой энергии системы. Основным приближением такой модели являются равные значения энергии

всех ДН (λ). В том числе, это означает, что взаимодействие дислокаций рассматривается в приближении среднего поля.

В 1997 году Д. Данстаном была предложена модель релаксации упругих механических напряжений [97], основное отличие которой от модели, предложенной в работе [9], заключается в том, что энергия дислокаций зависит от их расположения вдоль оси роста структуры. Тогда сила, действующая на дислокацию, может записана как

$$F = \int_0^L \sigma(z) b dz \quad (1.3)$$

где L – толщина МБС, $\sigma(z)$ – z -компоненты тензора напряжений, b – вектор Бюргера. Следует отметить, что в силу наличия интеграла в выражении (1.3) в данной модели не учитывается как именно распределены упругие механические напряжения вдоль толщины МБС.

Согласно модели Данстана, величина остаточных упругих напряжений в МБС с линейным градиентом не зависит от толщины самого МБС и его конечного состава. Кроме того, при разбиении области остаточных упругих механических напряжений толщиной d_{free} на N слоёв постоянного состава справедливо следующее соотношение:

$$K = \int_0^{d_{free}} \varepsilon(z) dz = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i h_i \quad (1.4)$$

где ε_i – рассогласование параметров решётки i -го слоя и подложки, а h_i – толщина i -го слоя. Величина, определяемая выражением (1.4), носит название константы релаксации. Среднее значение остаточных упругих напряжений (ε_{av}) в случае МБС с линейным изменением состава может быть выражено как $\varepsilon_{av} = \varepsilon_s/2$, где ε_s – величина упругих напряжений на поверхности МБС. При этом, $d_{free} = \varepsilon_s/\nu$, где ν – градиент изменения состава МБС, выраженный в единицах [1/нм]. Тогда, константа релаксации (K) в соответствии с выражением (1.4) может быть определена следующим образом.

$$K = \varepsilon_{av} \cdot d_{free} = \frac{\varepsilon_s^2}{2\nu} \quad (1.5)$$

Отсюда, выражения для величины остаточных упругих напряжений (ε_s) и соответствующей толщины (d_{free}) принимают вид (1.6) и (1.7), соответственно.

$$\varepsilon_s = \sqrt{2K\nu} \quad (1.6)$$

$$d_{free} = \sqrt{2K/\nu} \quad (1.7)$$

В частности, для системы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ было показано, что константа релаксации (K) составляет 0.8 ± 0.1 нм [97], а $\varepsilon_s = (\Delta a/a) \cdot \Delta x \approx 0.07 \cdot \Delta x$, где $\Delta a/a$ – рассогласование параметров решёток InAs и GaAs , Δx – изменение состава МБС InGaAs в области остаточных

упругих напряжений. Тогда в случае МБС InGaAs с градиентом изменения состава 30 мол.%/мкм ($\nu = 2.1 \cdot 10^{-5} \text{ нм}^{-1}$ [98]) значение обратной ступени составляет $\Delta x = 0.083$. Это означает, что для реализации упруго ненапряжённой ВП, выращиваемой поверх МБС, необходимо, чтобы её состав по In был меньше конечного состава МБС InGaAs на 8.3 мол.%.

Следует отметить, что в работе [99] обсуждается, что модель Данстана [97] переоценивает степень релаксации упругих механических напряжений, и для корректного определения величины остаточных напряжений необходимо использовать константу релаксации (K), определяемую в соответствии с выражением (1.8).

$$K_2 = \varepsilon_s^2 \cdot d_{free} \quad (1.8)$$

Различные степени, в которых ε_s входит в выражения (1.5) и (1.8), отражают различные механизмы генерации ДН в МБС [97, 99].

Значение обратной ступени (Δx), рассчитанное для МБС InGaAs с градиентом изменения состава 30 мол.%/мкм согласно модели [99] составляет 0.095 (9.5 мол.%), что несколько превышает значение, полученное в рамках модели [97]. Тем не менее, точность определения Δx является достаточной для первоначальной оценки её величины, поскольку не превышает точность контроля состава твёрдого раствора InGaAs ($\sim 0.5\text{--}1.0$ мол.%) во время его МПЭ роста.

1.4.3. Метаморфные буферные слои с нелинейным профилем изменения состава

Согласно нескольким моделям релаксации упругих механических напряжений [97, 99], МБС с нелинейным профилем изменения состава обладают большей толщиной бездислокационной области (d_{free}), чем МБС с линейным или ступенчатым градиентом. Однако отсутствие полной теории релаксации упругих напряжений для МБС с нелинейным профилем изменения состава, а также недостаток экспериментальных данных затрудняет изготовление гетероструктур на их основе.

Тем не менее, в 2009 году экспериментально была доказана эффективность использования МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.15\text{--}0.50$) с корневым профилем изменения состава, полученных методом МПЭ на подложках GaAs [100]. Метаморфные гетероструктуры на основе таких МБС продемонстрировали лучшие люминесцентные и структурные свойства по сравнению со структурами, в которых использовался МБС с линейным и экспоненциальным профилем изменения состава. Кроме того, методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) было установлено, что гетероструктуры на основе МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.15\text{--}0.50$) с корневым

профилем изменения состава обладают меньшей плотностью прорастающих дислокаций ($\sim 1.2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$), чем гетероструктуры на основе МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.15\text{--}0.50$) с линейным градиентом состава.

Плотность протяжённых дефектов (ПД) в метаморфных гетероструктурах может быть также снижена за счёт наличия СР в МБС. Было показано, что сбалансированные по упругим напряжениям СР InGaAs/InAlAs в МБС оказывают влияние на фотолюминесцентные (ФЛ) свойства структур [101]. Эпитаксиальные слои, входящие в такие СР, создают локальные поля упругих напряжений сжатия и растяжения, однако за счёт их баланса СР в целом остаётся упруго ненапряжённой. В свою очередь локальные поля упругих механических напряжений приводят к загибанию прорастающих дислокаций и препятствуют их проникновению в активную область. Следует отметить, что в работе [101] было также показано, что использование дополнительных обратных ступеней, вводимых в МБС, не приводит к уменьшению плотности ПД, а наоборот приводит к ухудшению как транспортных, так и люминесцентных свойств метаморфных гетероструктур, созданных на их основе.

Таким образом, вопросы, касающиеся оптимальной конструкции МБС, технологии их получения, а также механизмов релаксации упругих механических напряжений, являются актуальными и на сегодняшний день. Несмотря на перечисленные трудности, метаморфный подход был успешно применён при создании излучателей ближнего и среднего ИК диапазона. В частности, на подложках GaAs были созданы низкопороговые ($< 70 \text{ А/см}^2$) лазеры на квантовых точках, излучающие на длине волны 1.5 мкм [102–105]. Однако лишь несколькими исследовательскими группами были получены метаморфные лазерные гетероструктуры с длиной волны излучения более 3 мкм. Такие лазеры выращиваются в основном на GaSb подложках и представляют собой гетероструктуры с КЯ $\text{GaIn(As)Sb/AlGaIn(As)Sb}$ [10, 11], а следовательно, обладают всеми недостатками, характерными для гетероструктур типа I.

Глава 2. Разработка конструкции и технологии молекулярно-пучковой эпитаксии метаморфных буферных слоев InAlAs на подложках GaAs

Как было отмечено ранее в параграфе 1.4., МБС играет ключевую роль при создании метаморфных гетероструктур. В данной главе рассматривается технология получения МБС InAlAs на подложках GaAs(001) методом МПЭ. Предлагается подход, включающий 1) разработку процедуры, приводящей к снижению шероховатости поверхности подложки GaAs, на которой осуществляется дальнейший рост МБС InAlAs; 2) выбор оптимального профиля изменения состава МБС; 3) оптимизацию параметров МПЭ роста буферного слоя GaAs и МБС InAlAs; 4) исследование механизмов релаксации упругих механических напряжений в МБС InAlAs с различным профилем изменения состава.

Рост всех исследуемых структур осуществлялся на полуизолирующих подложках GaAs(001) (*Wafer Technology*) на установке *RIBER 32P*, оборудованной стандартными ячейками эффузионного типа для получения потоков In, Ga и Al, а также крекинговым источником VAS-500 для получения потока As₄. Образцы преднамеренно не легировались и содержали, начиная от подложки: буферный слой GaAs (200 нм), МБС In_xAl_{1-x}As (1300 нм), состав которого изменялся по линейному или корневому закону, и слой постоянного состава (виртуальную подложку (ВП)) InAlAs (400 нм).

МБС In_xAl_{1-x}As с линейным профилем изменения состава состоял из двух участков с различным градиентом деформации: 5.1 %/мкм при $x = 0.15-0.60$ и 3.1 %/мкм при $x > 0.6$. Соответствующие значения градиента состава МБС на первом и втором линейном участке составляли 73 и 44 мол.%/мкм. Предполагалось, что МБС такой конструкции позволит сконцентрировать большую часть дислокаций вблизи нижнего интерфейса GaAs/МБС и, таким образом, снизить их плотность в верхней части МБС и ВП. Состав «корневого» МБС изменялся по закону $x = x_i + (x_{max} - x_i)/(l/l_{max})^{1/2}$, где x_i и x_{max} – начальное и конечное содержание In в МБС InAlAs, а l_{max} – полная толщина МБС равная 1300 нм [100].

Для реализации МБС InAlAs методом МПЭ с использованием стандартных термоконтроллеров диапазоны изменения температур источников In и Al были разделены на несколько участков (от 7 до 21). На каждом из них выбирались оптимальные значения температур, задающие профиль изменения состава МБС (линейный или корневой). Кроме того, температуры источников были выбраны таким образом, чтобы скорость роста была постоянна на протяжении всего МБС и составляла 0.6 МС/с. Это позволяет производить МПЭ рост при постоянном потоке As₄ и едином соотношении потоков As₄/III, что способствует

воспроизводимости ростовых условий от процесса к процессу [B1]. Температура роста (T_s) МБС варьировалась в диапазоне 330–380 °С и контролировалась ИК пирометром (IRCON). Калибровка пирометра производилась непосредственно перед началом роста МБС по изменению реконструкции поверхности GaAs ((2×4)As → c(4×4)As) с использованием дифракции быстрых отражённых электронов (ДБОЭ). Данная реконструкция хорошо известна и происходит при $T_s = 500–520$ °С в зависимости от давления падающего потока As₄ [106].

In-situ метод ДБОЭ применялся на протяжении всего МПЭ роста для контроля планарности выращиваемых эпитаксиальных слоёв, а также для контроля скорости роста путём измерения временной зависимости интенсивности рефлексов ДБОЭ. Структурные исследования образцов осуществлялись методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), рентгеновской дифрактометрии (РД) с использованием микроскопов CamScan 4-88-DV-100, Dimension 3100 (Veeco), Philips EM-420 и дифрактометра Bruker-AXS D8 Discover, соответственно.

2.1. Планаризация поверхности подложек и буферного слоя GaAs

Процессы релаксации упругих механических напряжений в МБС, а также его морфология сильно зависят от состояния поверхности подложки. Стандартная подготовка поверхности подложек GaAs включает высокотемпературный отжиг при $T_s \sim 600$ °С в потоке As₄ [107] и последующий эпитаксиальный рост буферного слоя GaAs толщиной 200 нм. Методом АСМ было показано, что поверхность GaAs, подготовленная таким образом, имеет ярко выраженный анизотропный характер (*Рисунок 12*) и характеризуется значением средней шероховатости поверхности (RMS) 0.28 нм на площади 10×10 мкм². Значительно улучшить морфологию подложек GaAs позволяет низкотемпературный ($T_s < 500$ °С) отжиг в потоке Ga, который был предложен в работе [108]. Было показано, что при таком отжиге эффективно проходит реакция превращения оксида Ga₂O₃ в Ga₂O, и поверхность становится значительно более планарной, чем при использовании стандартного высокотемпературного отжига, при котором атомы Ga, необходимые для этой реакции, берутся из подложки, создавая в ней ямки. Следует отметить, что по окончании низкотемпературного отжига осуществляется подъём температуры (T_s) без выдержки поверхности GaAs в потоке As₄ вплоть до $T_s = 580–590$ °С. Только перед непосредственным началом роста буферного слоя GaAs производилась выдержка поверхности в

потоке As_4 . Оптимальные значения температуры подложки во время низкотемпературного отжига и времени выдержки поверхности GaAs в потоке Ga составили $450\text{ }^\circ\text{C}$ и 4 минуты, соответственно. Методом АСМ было установлено, что при таких условиях реализуется атомарно-гладкая поверхность подложки и выращенного на ней 200 нм буферного слоя GaAs с рекордным значением шероховатости $RMS = 0.15\text{ нм}$ [A1].

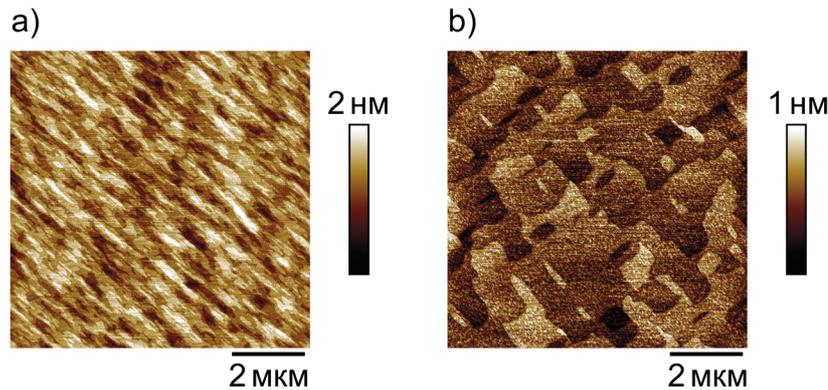


Рисунок 12 — АСМ изображения поверхности 200 нм буферного слоя GaAs, полученные при различном отжиге подложек: а) стандартный высокотемпературный отжиг ($T_s = 580\text{ }^\circ\text{C}$) в потоке As_4 ; б) низкотемпературный отжиг ($T_s = 450\text{ }^\circ\text{C}$) в потоке Ga

2.2. Выбор оптимального профиля изменения состава метаморфного буферного слоя InAlAs

Важной характеристикой МБС является профиль изменения его состава, так как от него зависит протекание процессов релаксации упругих механических напряжений в метаморфных гетероструктурах, а следовательно, и их свойства. Несмотря на то, что ступенчатый профиль является наиболее простым с точки зрения его технологической реализации, было показано, что МБС с линейным и нелинейным профилем изменения состава позволяют получать метаморфные гетероструктуры с меньшей плотностью дефектов и более планарной морфологией [99]. В данном параграфе представлены результаты структурных исследований метаморфных гетероструктур, включающие 1300 нм-МБС $In_xAl_{1-x}As$ ($x = 0.05\text{--}0.87$) с линейным и корневым профилем изменения состава. Толщина ВП $In_{0.75}Al_{0.25}As$, выращиваемой поверх МБС, составляла 400 нм. РД ω - 2θ кривые вблизи рефлекса (004) для таких структур приведены на Рисунке 13. Широкий П-образный профиль в диапазоне углов $\theta \sim 30.75\text{--}32.75^\circ$ соответствует МБС, а

интенсивный пик при $\theta \sim 31^\circ$ – ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Ступень на РД кривой 1 при $\theta \sim 31.5^\circ$ соответствует составу $x \sim 0.6$, при котором происходит изменение градиента состава МБС с 73 на 44 мол.%/мкм [В2, В3]. Следует отметить, что воспроизводимость ростовых процессов при использовании МБС с линейным профилем изменения состава была достаточно низкой. Так, в 70 % ростовых процессах при использовании МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с линейным профилем изменения состава происходило нарушение планарности поверхности при $x \sim 0.6$, что сопровождалось изменением картины ДБОЭ с 2D на 3D. В случае образца с МБС с корневым профилем изменения состава (кривая 3), как и ожидалось, «ступень» при $\theta \sim 31.5^\circ$ отсутствует. Необходимо отметить, что ширина РД пика, соответствующего ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ (160") значительно меньше, чем у образца с линейным профилем изменения состава МБС (185") (кривая 1), что свидетельствует о более высоком структурном качестве образца с «корневым» МБС [А1].

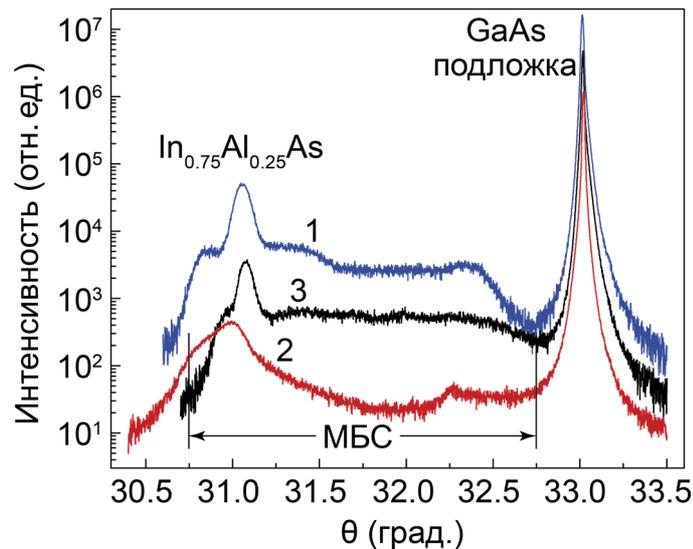


Рисунок 13 — РД ω - 2θ кривые вблизи рефлекса (004) для метаморфных гетероструктур $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, включающие МБС с линейным (1, 2) и корневым (3) профилем изменения состава. Кривые (1, 3) соответствуют образцам, полученным с сохранением 2D режима МПЭ роста, (2) — с его нарушением во время роста МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ при $x \sim 0.6$. Для наглядности ω - 2θ кривые смещены по вертикали друг относительно друга

Исследования, проведённые методом ПЭМ, показали, что в МБС с линейным профилем изменения состава дислокации распределены равномерно по толщине вплоть до, так называемой, бездислокационной области вблизи интерфейса МБС/ВП (область остаточных упругих напряжений). Толщина такой области составила $d_{\text{free}} \sim 0.18$ мкм (Рисунок 14а), что хорошо

согласуется со значением, рассчитанным по модели Данстана [97]. Было установлено, что МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава, характеризующийся быстрым изменением состава по In в начале роста и слабым изменением в конце, позволяет сконцентрировать большую часть дислокаций вблизи интерфейса GaAs/МБС, что приводит к увеличению толщины бездислокационной области до 0.29 мкм (Рисунок 14b). Полученные результаты хорошо согласуются с результатами моделирования распределения дислокаций несоответствия (ДН) и упругих механических напряжений в МБС InAlAs различной конструкции, которые показали, что МБС с корневым профилем изменения состава характеризуется меньшим значением плотности ДН в верхней части слоя и большей толщиной бездислокационной области d_{free} , чем МБС с линейным профилем [A2]. Кроме того, исследования поверхности структур методом ПЭМ позволили оценить плотность протяжённых дефектов (ПД). Так, в гетероструктурах с МБС, состав которого изменялся по корневному закону, она составила $(5 \pm 2) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (Рисунок 14d), что в 3 раза меньше, чем при использовании МБС с линейным профилем изменением состава ($1.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$) (Рисунок 14c) [A1, B4].

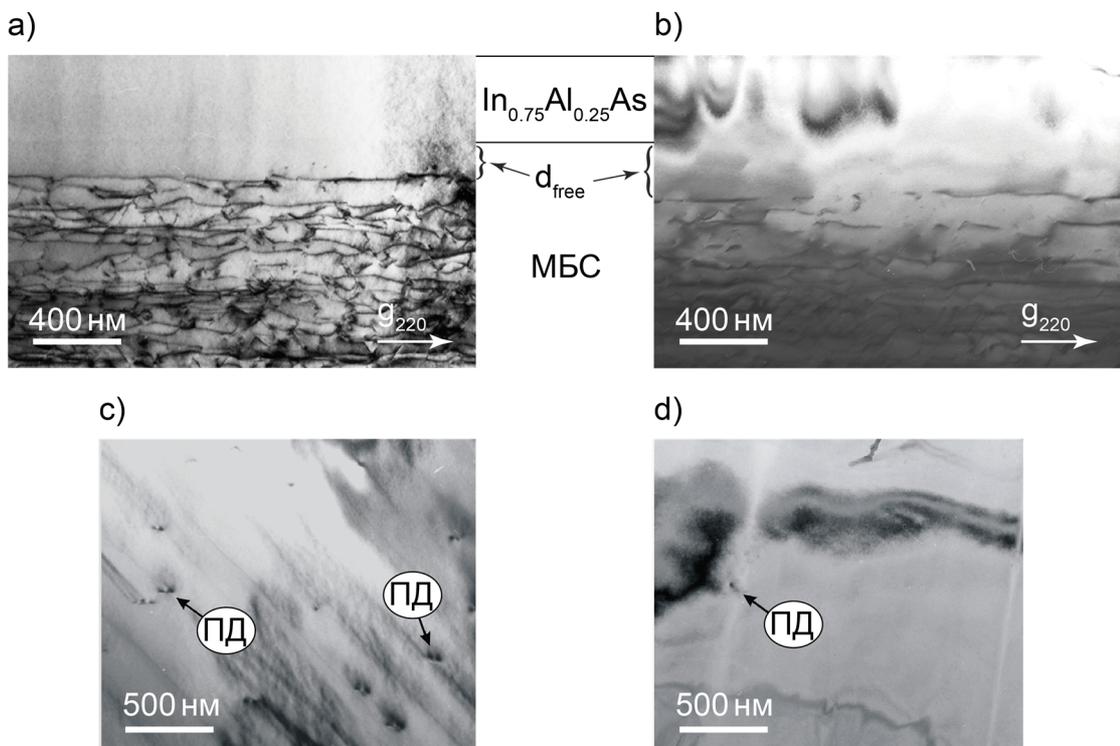


Рисунок 14 — Светлопольные ПЭМ изображения поперечного сечения (a, b) и поверхности (c, d) метаморфных гетероструктур с МБС с линейным (a, c) и корневым профилем (b, d) изменения состава

2.3. Оптимизация параметров роста метаморфного буферного слоя InAlAs с корневым профилем изменения состава

Несмотря на то, что первые исследования МБС были начаты ещё 30 лет назад, задача оптимизации параметров МПЭ роста МБС InAlAs с высоким содержанием In актуальна и на сегодняшний день [109]. Обычно рост МБС InAlAs производится при неизменной температуре подложки $T_s = 330\text{--}350\text{ }^\circ\text{C}$ на протяжении всего слоя, в то время как его состав сильно изменяется. Было установлено, что начало роста МБС InAlAs может быть существенно улучшено при использовании повышенных значений T_{SI} и соотношения потоков $(As_4/III)_I$, которые затем в течение роста первых 200 нм плавно снижаются до значений T_{SC} и $(As_4/III)_C$, соответственно. Оптимальные значения T_{SC} и $(As_4/III)_C$ были определены путём исследования поверхности метаморфных структур методом АСМ, в то время как значения T_{SI} и $(As_4/III)_I$ определялись исходя из длительности ДБОЭ осцилляций, наблюдаемых в момент начала роста МБС (Рисунок 15).

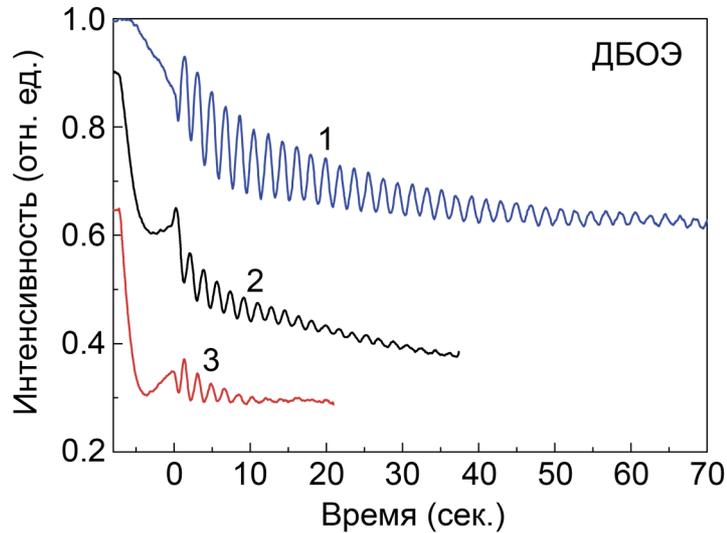


Рисунок 15 — ДБОЭ осцилляции на начальной стадии роста МБС InAlAs при различных значениях температуры роста T_{SI} и $(As_4/III)_I$: (1) $375\text{ }^\circ\text{C}$ и 2.1, (2) $365\text{ }^\circ\text{C}$ и 2.1, (3) $355\text{ }^\circ\text{C}$ и 1.8

Наиболее интенсивные и длительные осцилляции, свидетельствующие о максимальной планарности растущего слоя, были получены при $T_{SI} = 375\text{ }^\circ\text{C}$ и $(As_4/III)_I = 2.1$. Следует отметить, что существенное снижение T_s во время роста МБС необходимо для подавления высокой подвижности атомов In (по сравнению с атомами Al) на поверхности. В противном случае,

поверхность МБС в течение роста развивается и вероятность перехода из 2D режима роста в 3D существенно возрастает [109]. На *Рисунке 16* представлены АСМ изображения поверхности ВП InAlAs толщиной 400 нм, выращиваемых поверх МБС при различных температурах T_{SC} . Все образцы обладают, так называемым “*cross-hatch*” рельефом, обусловленным ортогональной дислокационной сеткой в направлениях [011] и [01-1]. Зависимость средней шероховатости поверхности (RMS) ВП InAlAs от температуры роста МБС – T_{SC} приведена на *Рисунке 17a*. Было показано, что снижение T_{SC} приводит к улучшению морфологии МБС и, соответственно, морфологии ВП, что вызвано уменьшением подвижности атомов In. Более того, наиболее планарная поверхность с профилем рельефа $\pm(3-5)$ нм при $RMS = 2.4$ нм на площади 10×10 мкм² достигается при $T_{SC} = 330$ °С (см. *Рисунок 17a*). Большой разброс экспериментальных значений RMS при $T_{SC} < 330$ °С объясняется снижением воспроизводимости ростовых процессов при сравнительно низкой температуре из-за повышенного влияния случайных факторов.

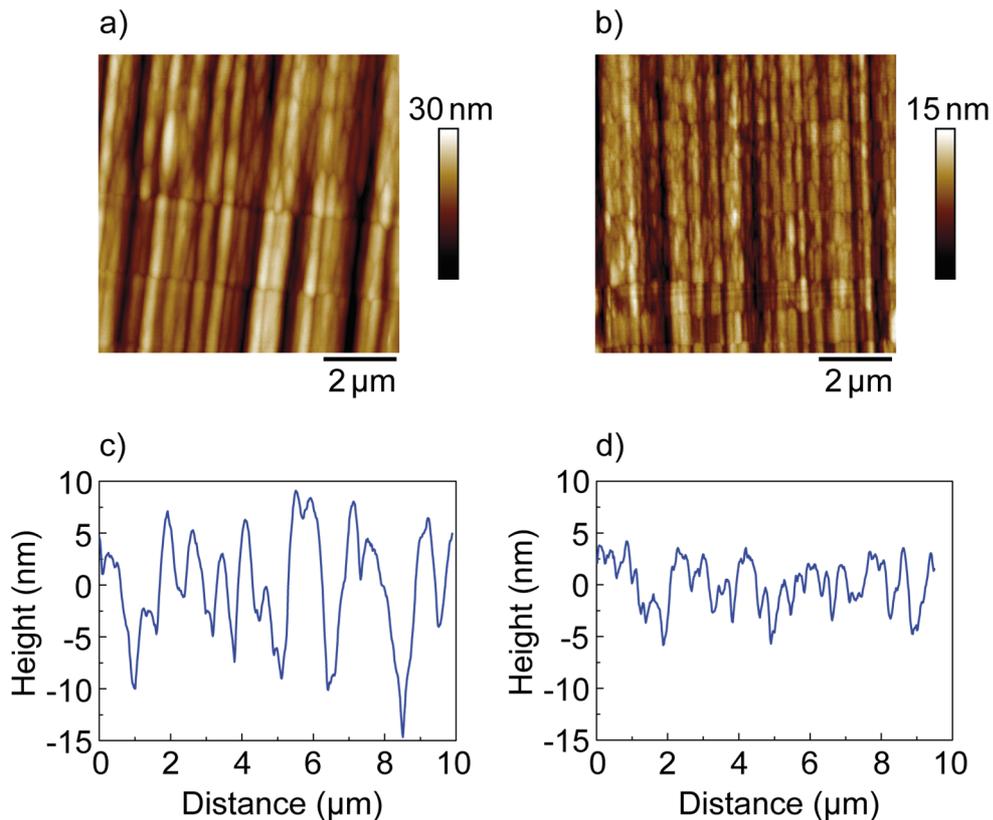


Рисунок 16 — АСМ изображения поверхности (a, b) и профили рельефа (c, d) ВП InAlAs, получаемых методом МПЭ поверх МБС при $(As_4/III)_C = 1.7$ и T_{SC} равной (a, c) 370 °С ($RMS = 5.2$ нм) и (b, d) 330 °С ($RMS = 2.4$ нм)

Так, например, колебания напряжения на эффузионных ячейках при неравномерном заполнении криопанелей жидким азотом и неточность определения температуры могут привести к неконтролируемому ухудшению планарности ростовой поверхности и даже к срыву ростового процесса. На *Рисунке 17b* представлена зависимость средней шероховатости поверхности (RMS) метаморфных структур от соотношения потоков $(As_4/III)_C$. Изменение потока As_4 в пределах $(As_4/III)_C = 1.3-2.2$ при низких температурах роста $T_{SC} = 340$ °C слабо влияет на морфологию поверхности. Только при использовании больших потоков As_4 ($(As_4/III)_C \sim 3$) наблюдалось существенное ухудшение морфологии [B5].

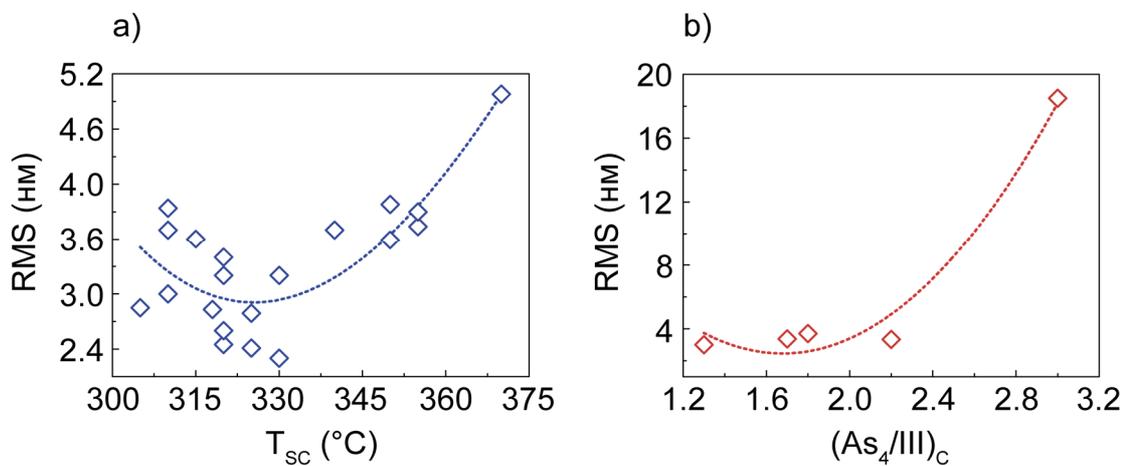


Рисунок 17 — Зависимость средней шероховатости поверхности (RMS) ВП InAlAs, получаемых поверх МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава, от (a) температуры роста T_{SC} при $(As_4/III)_C = 1.8$ и (b) от соотношения потоков $(As_4/III)_C$ при $T_{SC} = 340$ °C. Пунктирная кривая показывает аппроксимацию экспериментальных точек методом наименьших квадратов

2.4. Механизмы релаксации упругих механических напряжений в метаморфном буферном слое $In_xAl_{1-x}As$ с корневым профилем изменения состава

В данном параграфе представлены результаты структурных исследований метаморфных гетероструктур с КЯ $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InAlAs$, получаемых на подложках GaAs(001) методом МПЭ через МБС $In_xAl_{1-x}As$ с корневым профилем изменения состава. Для исследования механизмов релаксации упругих механических напряжений в таких структурах применялся комбинированный метод структурного анализа – профилированные по глубине структуры карты

рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве. Такой метод включает в себя построение карт рентгеновской дифракции в обратном пространстве (РД КОП) в сочетании с измерениями дифракции электронов от выделенной области (ДЭВО). Метод РД КОП традиционно применяется для исследования МБС и позволяет получать информацию о рассогласовании параметров решёток растущего слоя и подложки, остаточных упругих механических напряжениях, изменении состава слоя, а также о разориентации кристаллической решётки [110–112]. Для установления взаимосвязи между областями МБС по толщине и угловыми профилями карт рентгеновской дифракции в обратном пространстве использовалась ПЭМ в совокупности с РД КОП [113, 114].

Недавно был предложен новый подход, позволяющий изучать процессы релаксации упругих механических напряжений в метаморфных структурах с МБС $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.07\text{--}0.38$) с линейным профилем изменения состава. Такой подход включает РД КОП, получаемые в рефлексах (004) и (224), и ДЭВО, измеряемую вдоль направления роста в поперечном сечении (110) [93, 115]. В настоящем параграфе данный подход развивается для метаморфных $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ гетероструктур с высоким содержанием In ($x, y \geq 0.7$) [A3].

Методом МПЭ на подложках GaAs(001) были получены две серии метаморфных гетероструктур (образцы *A* и *B*), конструкция которых приведена на *Рисунке 18*. Начиная от подложки, образцы содержали буферный слой GaAs, МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава, ВП InAlAs, КЯ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ (24 нм) с барьерами в виде тройного твёрдого раствора $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ (образец *A*), либо СР $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}$ (образец *B*), верхний ограничивающий слой $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ и контактный слой $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$. Для легирования структур использовался δ -слой Те с поверхностной концентрацией 10^{12} см^{-2} , расположенный на расстоянии 8–10 нм от КЯ. МБС и первые 20 нм ВП InAlAs выращивались при относительной низкой температуре $T_s = 330 \text{ }^\circ\text{C}$, в то время как рост слоёв активной области InGaAs/InAlAs осуществлялся при $T_s = 490 \text{ }^\circ\text{C}$.

Первая серия структур (образец *A*) отличалась от второй серии (образец *B*) толщиной МБС InAlAs, его конечным составом, а также составом ВП InAlAs. Так, образцы первой серии содержали ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ и МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ толщиной 950 нм, состав которого изменялся в пределах $x = 0.05\text{--}0.79$. В структурах второй серии использовался МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.05\text{--}0.75$) толщиной 850 нм, а функцию ВП выполнял слой $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$. Таким образом, значение обратной ступени Δx_{In} составляло 0.04 и 0.05 в образцах *A* и *B*, соответственно. Кроме того, следует отметить, что в образце *B* в роли барьерных слоёв для КЯ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ выступала СР $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}$. Исследования, проведённые методом АСМ, показали, что поверхность всех исследуемых метаморфных гетероструктур обладает “*cross-hatch*” рельефом, обусловленным

ортогональной сеткой ДН. При этом, значение средней шероховатости поверхности (RMS) составило 2.4–3.2 нм на площади 10×10 мкм².

| a) | b) |
|---|---|
| In _{0.75} Ga _{0.25} As, 4 нм | In _{0.75} Ga _{0.25} As, 4 нм |
| In _{0.75} Al _{0.25} As, 76 нм | In _{0.75} Al _{0.25} As, 68 нм |
| δ-Te | CP 2×(In _{0.7} Al _{0.3} As/InAs), 4/1 нм |
| In _{0.75} Al _{0.25} As, 8 нм | δ-Te |
| КЯ In _{0.75} Ga _{0.25} As, 24 нм | CP 2×(In _{0.7} Al _{0.3} As/InAs), 4/1 нм |
| In _{0.75} Al _{0.25} As, 40 нм | КЯ In _{0.75} Ga _{0.25} As, 24 нм |
| In _x Al _{1-x} As МБС x = 0.05-0.79 950 нм | CP 4×(InAs/In _{0.7} Al _{0.3} As), 1/4 нм |
| GaAs, 200 нм | In _{0.7} Al _{0.3} As, 24 нм |
| GaAs (001) подложка | In _x Al _{1-x} As МБС x = 0.05-0.75 850 нм |
| | GaAs, 200 нм |
| | GaAs (001) подложка |

Рисунок 18 — Конструкция метаморфных гетероструктур InGaAs/InAlAs:

a) образец А, b) образец В

Карты рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве в симметричном (004) и ассиметричном (224) GaAs рефлексах были получены для структур с использованием трёхкристального дифрактометра *D8 Discover (Bruker)* в геометрии параллельного рентгеновского пучка. Трубка с вращающимся медным анодом ($\lambda = 0.15406$ нм) использовалась в качестве источника рентгеновского пучка мощностью 6 кВт. Методика ДЭВО, реализованная в ПЭМ *Jeol JEM-2100F*, использовалась для профилирования рассогласования параметра решётки и разориентации кристаллической решётки по толщине исследуемых структур. Измерения ДЭВО проводились в плоскости (110), начиная с буферного слоя GaAs и до поверхности структуры, с шагом 30 нм по толщине. В результате комбинирования методов

ДЭВО и РД КОП были получены профилированные по толщине структуры карты рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве (ПТКОП) [115], которые являются наглядной демонстрацией процессов релаксации упругих механических напряжений в метаморфных гетероструктурах. ПТКОП представляют профили безразмерного рассогласования параметра решётки $m^{\parallel} = \frac{(a^{\parallel} - a_s)}{a_s} = \Delta q_x / q_x$ и $m^{\perp} = \frac{(a^{\perp} - a_s)}{a_s} = \Delta q_z / q_z$, где a_s – параметр решётки подложки, a^{\parallel} и a^{\perp} – параметры решётки слоя в латеральном и вертикальном направлении, соответственно. Подробное описание методики получения ПТКОП представлено в работах [93, 115]. Значения подвижности электронов в двумерном канале (КЯ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$), а также их концентрация определялись по измерениям классического эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау.

Профили рассогласования параметров решётки m^{\parallel} и m^{\perp} по толщине образца A , а также разориентации кристаллических плоскостей (002) и (220) МБС и подложки GaAs представлены на *Рисунке 19*.

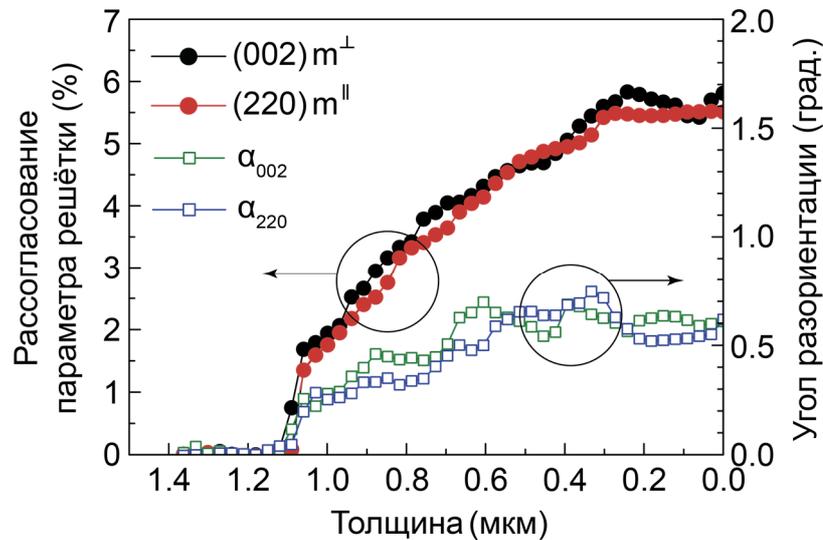


Рисунок 19 — Локальные профили рассогласования параметров решётки (m^{\parallel} и m^{\perp}), а также угол разориентации (α) кристаллических плоскостей (002) и (220), полученные методом ДЭВО вдоль оси роста образца A

Полученные m -профили для образца A демонстрируют увеличение рассогласования параметра решётки по мере роста МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.05-0.79$). Параметр m^{\perp} достигает максимального значения вблизи интерфейса МБС/ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, в то время как m^{\parallel} остаётся

практически неизменным на протяжении последних 300 нм МБС (область остаточных упругих напряжений). Кроме того, результаты измерения ДЭВО свидетельствуют о наличии значительной разориентации кристаллической решётки в структурах с МБС с корневым профилем изменения состава, который увеличивается практически с самого начала роста МБС [А3].

ПТКОП, полученные в симметричном (004) и асимметричном (224) рефлексах для образцов *A* и *B* представлены на *Рисунке 20*. Для каждого образца РД КОП были получены в точках (004) и (224) обратной решётки подложки GaAs вдоль кристаллографического направления [110]. Наличие МБС с корневым профилем изменения состава в структурах приводит к непрерывно распределённым контурам равной интенсивности (*iso-intensity contours*), вытянутых вдоль оси q_z . Два интенсивных овальных пятна, отмеченных на *Рисунке 20* как “Подложка” и “ВП”, соответствуют подложке GaAs и активной области InGaAs/InAlAs толщиной 150 нм, выращенной поверх МБС. Сильно растянутое вдоль оси q_x (направление [110]) пятно “ВП”, соответствующее активной области, свидетельствует о мозаичной структуре эпитаксиальных слоёв, обусловленной ПД. Другое пятно – “СР”, обнаруженное для образца *B* (см. *Рисунок 20c, d*), соответствует СР $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}$ со средним составом по In $x = 0.76$. Несимметричность РД КОП, полученных в симметричном рефлексе (004) (см. *Рисунок 20a, c*), а также смещённые положения центров пятен “ВП” и “СР” вдоль оси q_x свидетельствуют о наличии разориентации кристаллической решётки метаморфных структур относительно кристаллографической плоскости (001) [93, 113].

Для анализа процессов релаксации упругих механических напряжений в МБС используется построение линии, соединяющей центры контуров равной интенсивности рентгеновских карт обратного пространства. Такая линия является результатом аппроксимации данных, полученных методом РД КОП, функцией Гауссиана [111]. Некоторые характеристические точки такой линии помечены на *Рисунке 20* треугольниками. Отчётливо видно, что результаты, полученные с помощью РД КОП (как в рефлексе (004), так и в рефлексе (224)) хорошо согласуются с *m*-профилями, полученными с помощью ДЭВО с учётом локальных значений разориентации кристаллической решётки (Кривая 1, образованная стрелками, на *Рисунке 20*). В силу того, что наличие разориентации кристаллической решётки приводит к сильному искажению РД КОП, его вклад должен быть учтён при анализе процессов релаксации упругих механических напряжений в МБС. Угол разориентации кристаллической решётки $\alpha(q_z)$ может быть вычислен из РД КОП, полученных в симметричном рефлексе (004) из соотношения $\text{tg}\alpha(q_z) = \Delta q_x^{004}(q_z)/q_z$, где Δq_x^{004} – расстояние между точкой контура равной интенсивности с координатой q_z и прямой $q_x = 0$ [113].

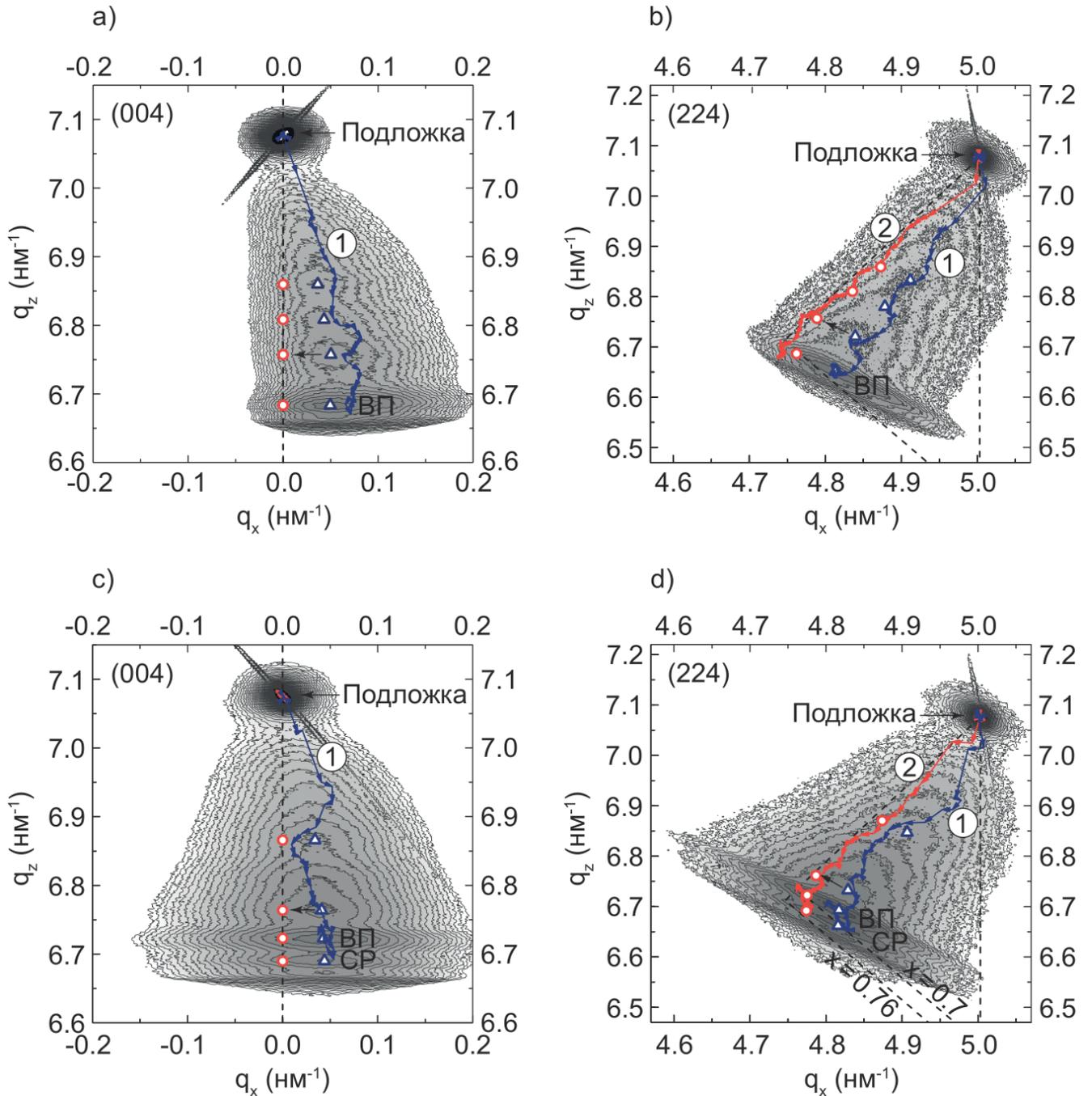


Рисунок 20 — ПТКОП в симметричном (004) (а, с) и асимметричном (224) (b, d) рефлексах для метаморфных гетероструктур $InGaAs/InAlAs$, включающих МБС $InAlAs$ с корневым профилем изменения состава (а, b – образец А; с, d – образец В). Треугольниками и кругами обозначены некоторые характеристические точки контуров равной интенсивности до и после учёта разориентации кристаллической решётки. Кривые, образованные стрелками, представляют собой t -профили ДЭВО: 1 – с учётом разориентации кристаллической решётки, 2 – непосредственно данные измерений. Пунктирными линиями показаны треугольники релаксации упругих механических напряжений для $x = 0.75$ (b) и $x = 0.7$ и 0.76 (d)

Учёт разориентации кристаллической решётки при расчёте положений характерных дифракционных пятен на РД КОП, полученных в симметричном (004) и асимметричном (224) рефлексах, производился путём вращения угла α вокруг (000) [116]. Если угол α мал, то характеристические точки (треугольники на *Рисунке 20*), соответствующие слоям структуры, смещаются параллельно оси q_x на величину $\Delta q_x^{004}(q_z)$, а центры контуров равной интенсивности совмещаются с прямой $q_x = 0$.

Новые координаты центров контуров равной интенсивности на РД КОП, полученной в асимметричном рефлексе (224), (q_x^n, q_z^n) связаны с их начальными координатами соотношениями $q_x^n = q_x^i - \Delta q_x^{004}$ и $q_z^n = q_z^i - \Delta q_x^{004}/\sqrt{2}$. Характеристические точки после учёта разориентации α кристаллической решётки показаны на *Рисунке 20* кругами и хорошо соответствуют m -профилям (Кривая 2, образованная стрелками на *Рисунке 20b, d*), полученным методом ДЭВО. Вертикальное направление стрелок соответствует псевдоморфному МПЭ росту, в то время как отклонение стрелок от вертикали означает релаксацию упругих механических напряжений. Слабо модулированное ступенчатое поведение m -профилей указывает на то, что рост МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава сопровождается практически непрерывными процессами релаксации упругих механических напряжений [A3].

Треугольники релаксации упругих механических напряжений, обозначенные на РД КОП в асимметричном рефлексе (224) пунктирными линиями, часто используются для оценки степени релаксации упругих напряжений (R), величины остаточных упругих напряжений, а также состава слоёв. Вертикальная ($R = 0$) и наклонная ($R = 1$) стороны данного треугольника, выходящие из точки, соответствующей подложке GaAs, обозначают положения полностью упругонапряжённых и ненапряжённых эпитаксиальных слоёв, соответственно (*Рисунок 20b, d*). Третья сторона треугольника определяет частичную релаксацию эпитаксиальных слоёв ($0 < R < 1$) определённого состава. Треугольники релаксации для слоёв $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.75$ (образец *A*), а также с $x = 0.7$ и $x = 0.76$ (образец *B*) представлены на *Рисунке 20b* и *Рисунке 20d*, соответственно. Следует отметить, что центры дифракционных пятен от ВП и СР с учётом разориентации кристаллической решётки (круги) частично лежат на соответствующих сторонах треугольников релаксации для составов $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ (*Рисунок 20b*) и $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$, $\text{In}_{0.76}\text{Al}_{0.24}\text{As}$ (*Рисунок 20d*). Это указывает на хорошую согласованность номинальных и оценочных значений состава ВП InAlAs и СР InAlAs/InAs. Кроме того, по треугольникам релаксации была произведена оценка степени релаксации упругих механических напряжений в верхних барьерных слоях InAlAs метаморфных гетероструктур, которая составила $R = 0.92$ для $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ (образец *A*, значение обратной ступени $\Delta x_{\text{In}} = 0.04$) и $R = 0.96$ для $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ (образец *B*, значение обратной ступени $\Delta x_{\text{In}} = 0.05$). Полученные результаты хорошо согласуются

со значением обратной ступени $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$, при котором реализуется упруго ненапряжённая ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ ($R = 1$) поверх МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава [А4]. Равенство координат q_x , соответствующих ВП и СР в образце *B* (Рисунок 20d) свидетельствует о том, что МПЭ рост СР $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}$ поверх барьерного слоя $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ осуществляется в псевдоморфном режиме.

Было установлено, что большая степень релаксации упругих механических напряжений в МБС, а также использование СР $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{InAs}$ в качестве барьерных слоёв позволяет получать более высокие значения подвижности (μ) носителей заряда в метаморфных гетероструктурах с КЯ $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ [В6]. Так, в КЯ $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ образца *B* были получены наивысшие значения подвижностей электронов ($17500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при 300 К и $85000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при 77 К), в то время как в случае образца *A* соответствующие значения μ составили $13100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и $61000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при концентрации электронов $n = (7-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [А5].

Следует отметить, что как зависимости $\alpha(\Delta q_z)$, рассчитанные из РД КОП в симметричном рефлексе (004) для образцов *A* и *B* (Рисунок 21), так и результаты измерений ДЭВО (Рисунок 19) свидетельствуют о том, что разориентация кристаллической решётки $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ α появляется при $x < 0.2$ и возрастает монотонно с увеличением толщины МБС, достигая максимального значения $\sim 0.4^\circ$ в верхней части МБС. Аналогичное поведение разориентации кристаллической решётки было обнаружено во всех исследуемых метаморфных гетероструктурах с «корневым» МБС в независимости от их конструкции, конечного состава МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ (x_{max}), значения обратной ступени (Δx_{In}) и даже разориентации подложки GaAs (*substrate miscut*). Зависимость $\alpha(\Delta q_z)$ для исследуемых структур, включающих МБС с корневым профилем изменения состава, отличается от соответствующей зависимости для структур с МБС, состав которого изменяется по линейному закону. Так, в работе [111] на примере МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с линейным профилем изменения состава $x = 0.05-0.90$ было показано, что разориентация кристаллической решётки слабо изменяется до состава $x \sim 0.6$, а затем происходит его резкое увеличение.

Следует отметить, что значения угла разориентации кристаллической решётки α были получены только в одном из четырёх направлений $\langle 110 \rangle$ и могут быть занижены по отношению к его абсолютному значению α_0 . Измеренное значение α зависит от ориентации в плоскости образца по закону $\alpha = \alpha_0 \cos(\varphi - \varphi_0)$, где φ_0 – азимутальный угол разориентации кристаллической решётки [117].

Учитывая, что РД КОП и ДЭВО были получены в азимутальном направлении $\langle 110 \rangle$, α совпадает с α_0 только в том случае, когда ось, соответствующая разориентации кристаллической решётки, является нормалью к направлению $\langle 110 \rangle$. Значения α_0 и φ_0 определялись из результатов измерений угла разориентации кристаллической решётки α методом ДЭВО в двух

ортогональных направлениях $[110]$ и $[1-10]$. Было установлено, что в образцах A и B разориентация кристаллической решётки флуктуирует в зависимости от участка МБС в пределах $20\text{--}30^\circ$ от направления $\langle 110 \rangle$. Таким образом, он близок к направлению $\langle 100 \rangle$. Значение α_0 , полученное для верхней части МБС, составило 0.9° и 1.15° для образцов A и B , соответственно.

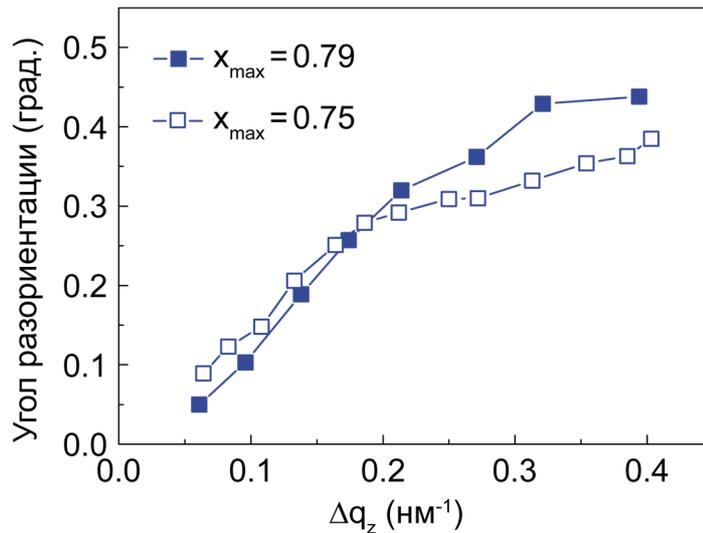


Рисунок 21 — Зависимости $\alpha(\Delta q_z)$, рассчитанные по РД КОП в симметричном рефлексе (004) (Рисунок 20а, с)

Следует отметить, что упругие механические напряжения в МБС могут быть уменьшены не только за счёт образования ДН, но также за счёт разориентации кристаллической решётки $[111]$. Возникновение разориентации кристаллической решётки в начале роста МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава при $x < 0.2$ должно приводить к уменьшению упругих механических напряжений в МБС и, как следствие, к уменьшению плотности ДН. Учитывая взаимосвязь процессов образования ДН и ПД в метаморфных структурах (см. например, [118]), можно полагать, что плотность ПД в верхней части МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава должна быть меньше, чем в МБС InAlAs с линейным изменением состава. Это объясняется тем, что в последнем случае преобладает механизм релаксации упругих напряжений через образование ортогональной сетки ДН $[111]$. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами, представленными в работе [А6], согласно которой метаморфные гетероструктуры с МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.05\text{--}0.83$) с корневым профилем изменения состава обладают втрое меньшей приповерхностной плотностью ПД, чем структуры, полученные с помощью МБС InAlAs с линейным изменением состава.

Глава 3. Фотолюминесцентные свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

3.1. Конструкция метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs, излучающих в спектральном диапазоне 2.0–4.5 мкм

В 2005 году в качестве активных элементов СД и ЛД среднего ИК диапазона были предложены гетероструктуры InSb/InAs типа II, представляющие собой субмонослойные вставки InSb в объёмной матрице InAs (Рисунок 22) [12]. В таких гетероструктурах реализуются пространственно-непрямые оптические переходы между зоной проводимости InAs и размерным уровнем квантования тяжёлых дырок (hh_1) во вставках InSb. Следует отметить, что на основе гетероструктур InSb/InAs были созданы СД с длиной волны излучения 3.8 мкм [14]. Однако, МПЭ рост таких структур осуществлялся на подложках InAs, в то время как особый интерес представляет реализация активной области InSb/InAs (Рисунок 22) на широко используемых, но сильнорассогласованных по параметру решётки подложках GaAs.

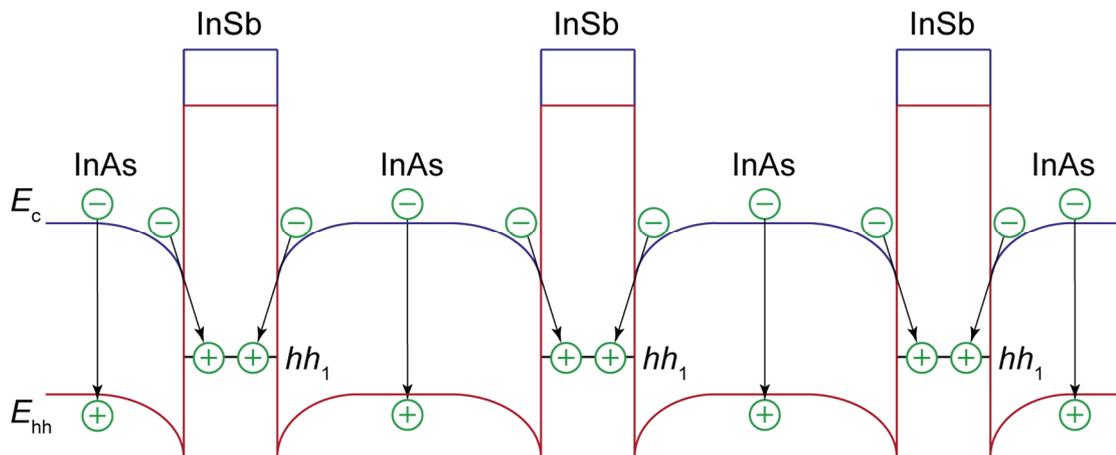


Рисунок 22 — Схематическая зонная диаграмма гетероструктур InSb/InAs. Стрелками показаны основные оптические переходы в таких структурах

Перспективными для создания эффективных источников среднего ИК диапазона являются метаморфные гетероструктуры InSb/InAs/InGaAs/InAlAs, конструкция которых предусматривает реализацию активной области InSb/InAs на подложках GaAs (Рисунок 23а).

Начиная от подложки, такие структуры содержат буферный слой GaAs, МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава, нижний ограничивающий слой – ВП InAlAs, активную область InSb/InAs/InGaAs, представляющую собой одну или несколько вставок InSb/InAs типа II в КЯ InAs/InGaAs типа I, и верхний ограничивающий слой InAlAs [A6, A7]. Таким образом, двойные гетероструктуры (ДГС) InSb/InAs/InGaAs/InAlAs обеспечивают эффективное электронное и оптическое ограничение в активной области и состоят лишь из бинарных и тройных соединений In(Ga,Al)As с одним компонентом V группы, что упрощает технологический контроль состава и упругих механических напряжений по сравнению с твёрдыми растворами, содержащими два элемента V группы (As, Sb). W-образная активная область в виде вставки InSb/InAs типа II в КЯ InAs/InGaAs типа I, во-первых, дополнительно обеспечивает сильное дырочное ограничение, что позволяет снизить вероятность их теплового выброса в КЯ InAs, во-вторых, практически не препятствует эффективному перекрытию электронных и дырочных волновых функций в активной области ввиду малой толщины InSb (~ 1 МС), и, в-третьих, позволяет варьировать длину волны излучения в широких пределах (2.0–4.5 мкм) только за счёт изменения номинальной толщины вставки InSb (0.0–1.5 МС) при неизменной всей остальной конструкции структуры [A8].

3.2. Влияние значения обратной ступени на фотолюминесцентные свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

Отсутствие полной теории релаксации упругих механических напряжений для МБС с нелинейным профилем изменения состава затрудняет расчёт значения обратной ступени (Δx), соответствующей упруго ненапряжённой ВП. Тем не менее, оптимальная конструкция структур, включая значение Δx , может быть найдена экспериментальными методами.

В настоящем параграфе представлены результаты исследований метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs с различным значением обратной ступени Δx_{In} [A4]. Необходимость данного исследования обусловлена важностью прецизионного контроля баланса упругих механических напряжений в структурах во избежание их возможной релаксации в слоях активной области. Методом МПЭ на полуизолирующих подложках GaAs(001) была получена серия метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs с использованием МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава. Активная область структур включала ультратонкий слой InSb толщиной 1 МС, расположенный в центре КЯ 10 нм-InAs/8 нм-In_{0.63}Ga_{0.37}As. По бокам

данной конструкции располагались ограничивающие слои $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ толщиной 200 нм. При этом, нижний ограничивающий слой выполнял роль ВП. Формирование вставки InSb осуществлялось путём выдержки поверхности InAs под потоком Sb за счёт реакции замещения атомов As атомами Sb [12]. Состав и толщина барьерных слоёв $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ выбирались таким образом, чтобы скомпенсировать упругие напряжения сжатия, вводимые КЯ $\text{InAs}/\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ по отношению к ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ [A4]. Схематичная зонная диаграмма таких гетероструктур приведена на *Рисунке 23а*. Образцы отличались друг от друга толщиной МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($l_t = 1.1\text{--}1.5$ мкм) и его конечным составом $x_{\text{max}} = 0.77\text{--}0.89$. Значение обратной ступени (Δx_{In}) варьировалось в диапазоне от 0.02 до 0.14.

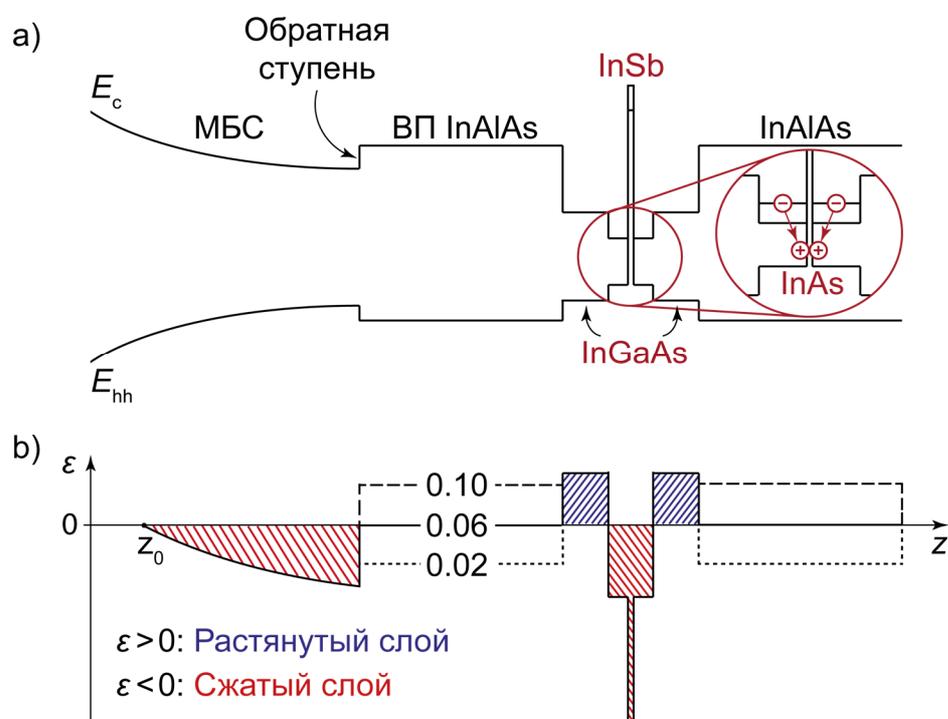


Рисунок 23 — а) Схематичная зонная диаграмма метаморфных гетероструктур $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$. Вставка демонстрирует наиболее вероятные оптические переходы в InSb/InAs ($e_1\text{-}hh_1$). б) Распределение упругих механических напряжений сжатия и растяжения вдоль оси роста z метаморфных гетероструктур $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ с различным значением обратной ступени ($\Delta x_{\text{In}} = 0.02, 0.06, 0.10$). z_0 – точка, соответствующая началу накопления остаточных упругих напряжений в верхней части МБС. Заштрихованные области ниже и выше нуля демонстрируют упругие напряжения сжатия и растяжения, соответственно, в слоях структуры с $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$

Фотолюминесцентные исследования структур проводились на двух различных установках. Первая установка была оборудована инфракрасным Фурье-спектрометром (VERTEX 80). Фотолюминесценция исследуемых образцов детектировалась фотодетектором CdHgTe, охлаждаемым жидким азотом. Данная установка позволяет проводить измерения в спектральном диапазоне $600\text{--}8000\text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 1.25\text{--}16\text{ мкм}$) с разрешением 4 см^{-1} (0.5 мэВ). Однако, следует отметить, что используемые окна криостата (CaF_2) и линзы сужали спектральный диапазон до $\lambda = 1.25\text{--}8\text{ мкм}$. Образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла Janis CCS-150 с термоконтроллером LakeShore 325. Вторая установка была оборудована решёточным монохроматором, InSb фотодиодом, охлаждаемым жидким азотом, а также синхронным фотодетектором. В обоих случаях накачка исследуемых структур осуществлялась диодным лазером с длиной волны излучения 809 нм. Широкий диапазон мощностей накачки (от 0.1 до 320 мВт) обеспечивался за счёт изменения управляющего тока, а также за счёт использования оптических фильтров.

РД измерения проводились для всех образцов с целью определения значения обратной ступени Δx_{In} , соответствующего упруго ненапряжённой ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. На *Рисунке 24* приведены ω - 2θ кривые в рефлексе (004) для четырёх структур, отличающихся между собой значением обратной ступени Δx_{In} : 0.02, 0.06, 0.10 и 0.14.

Одиночный пик, расположенный в диапазоне углов $\theta = 31.0\text{--}31.5$ соответствует ограничивающим слоям $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ суммарной толщиной 400 нм. Состав ВП (нижний ограничивающий слой InAlAs) был определён по низкотемпературным спектрам ФЛ из соответствующего пика ($\sim 0.92\text{ эВ}$) с учётом Стоксового сдвига (см. например, спектр ФЛ образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$ при $T = 10\text{ К}$ на *Рисунке 25*). Различные положения пика от ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ на ω - 2θ кривых, полученных для серии образцов с различным значением Δx_{In} , свидетельствуют об изменении параметра решётки данного слоя в кристаллографическом направлении [001]. Это объясняется деформацией кристаллической ячейки за счёт остаточных упругих механических напряжений в метаморфных структурах. Такие напряжения могут быть как сжимающими, так и растягивающими в зависимости от используемого значения обратной ступени Δx_{In} (*Рисунок 23b*). Следует отметить, что пик на ω - 2θ кривой, соответствующий ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, совпадает с расчётным значением упруго ненапряжённой ВП (штрихпунктирная линия) в случае образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ (*Рисунок 24*). Таким образом, при $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ реализуется упруго ненапряжённая ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. При этом, обратная ступень $\Delta x_{\text{In}} = 0.02\text{--}0.06$ и $0.06\text{--}0.14$ при использовании МБС с корневым профилем изменения состава приводит к упругим механическим напряжениям сжатия и растяжения в ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, соответственно [A4]. Необходимо также отметить, что при аппроксимации верхней части профиля изменения состава МБС линейной зависимостью

полученное равновесное значение $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ меньше, чем значение, рассчитанное по модели Данстана ($\Delta x_{\text{In}} = 0.08$) [97].

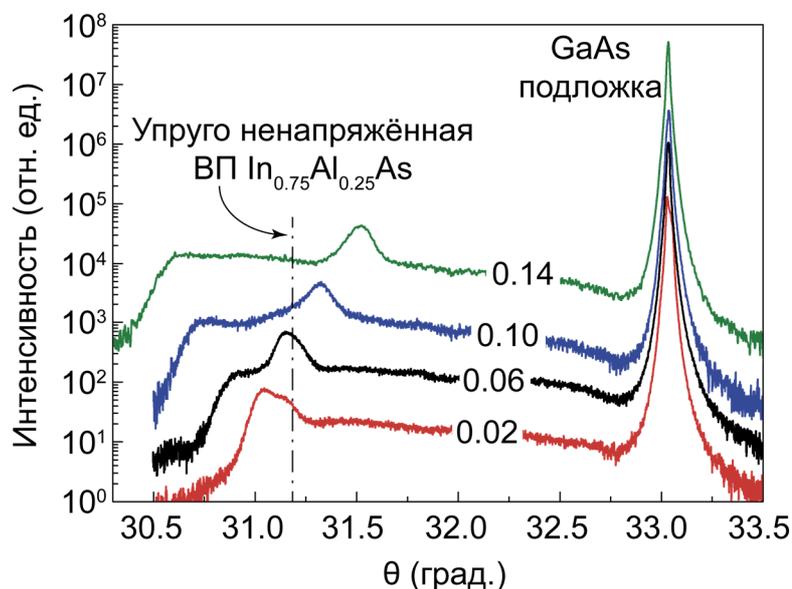


Рисунок 24 — РД ω - 2θ кривые метаморфных гетероструктур $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{In}(\text{Ga},\text{Al})\text{As}$ с различным значением обратной ступени Δx_{In} (0.02, 0.06, 0.10, 0.14). Для наглядности кривые смещены относительно друг друга по вертикали. Штрихпунктирная линия указывает на расчётное положение пика, соответствующего упруго ненапряжённой ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$

Исследование влияния остаточных упругих механических напряжений на оптические и структурные свойства метаморфных гетероструктур проводилось методами спектроскопии ФЛ и ПЭМ. Спектры ФЛ структур с различным значением обратной ступени при $T = 10$ К приведены на Рисунке 25. В дополнение к пику при 0.92 эВ, соответствующему ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, на спектрах присутствуют также пики от верхней части МБС InAlAs (0.89, 0.74, 0.62 эВ для образцов с $\Delta x_{\text{In}} = 0.06, 0.10, 0.14$, соответственно) и активной области – составной КЯ $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{InGaAs}$ (0.39 эВ). Наиболее длинноволновые пики соответствуют пространственно-непрямым оптическим переходам с электронного уровня в КЯ $\text{InAs}/\text{InGaAs}$ на уровень тяжёлых дырок в субмонослойной вставке InSb . Несмотря на то, что в образце с $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ реализуется упруго ненапряжённая ВП, наиболее интенсивную ФЛ демонстрирует образец с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$ как при гелиевой температуре (Рисунок 25), так и при температуре жидкого азота (Рисунок 26) [B7].

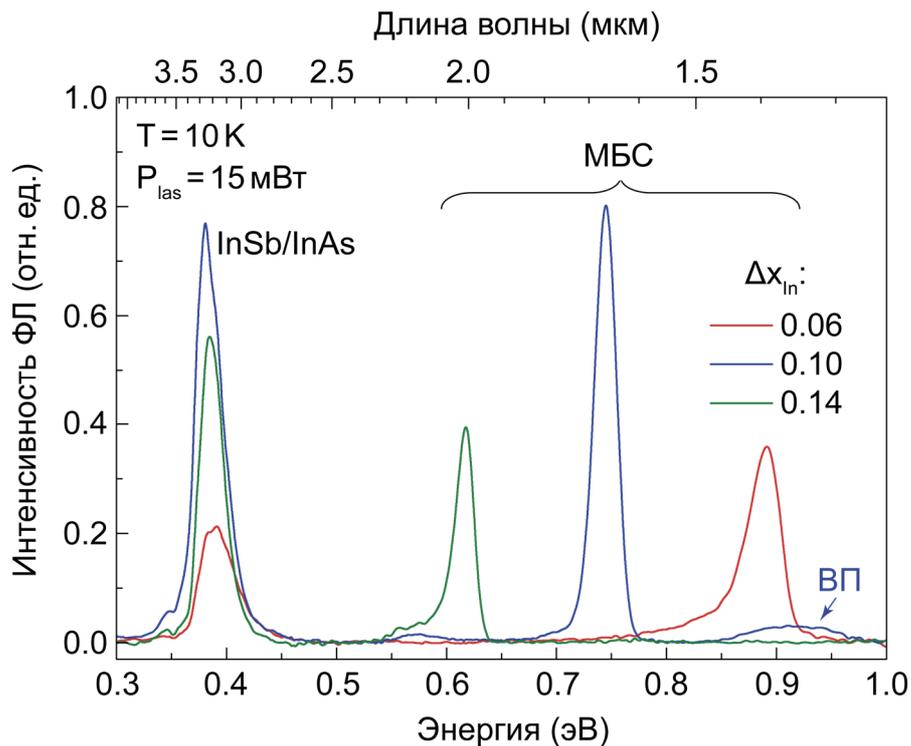


Рисунок 25 — Спектры ФЛ метаморфных гетероструктур $InSb/InAs/InGaAs/InAlAs$ с различным значением обратной ступени Δx_{In} (0.06, 0.10 и 0.14)

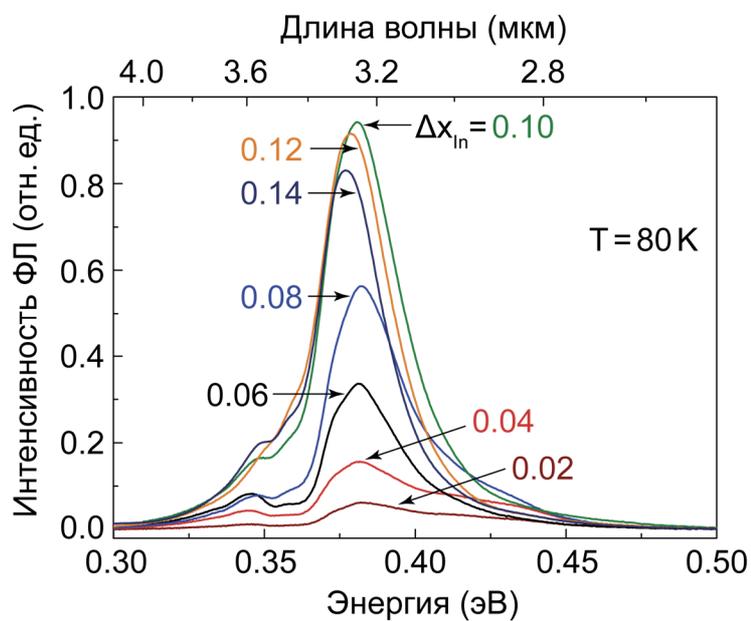


Рисунок 26 — Спектры ФЛ активной области $InSb/InAs$ метаморфных гетероструктур $InSb/InAs/InGaAs/InAlAs$ с различным значением обратной ступени Δx_{In} при температуре 80 К

Более того, методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения было показано, что в структуре с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$ плотность ПД в ВП и активной области минимальна (Рисунок 27b).

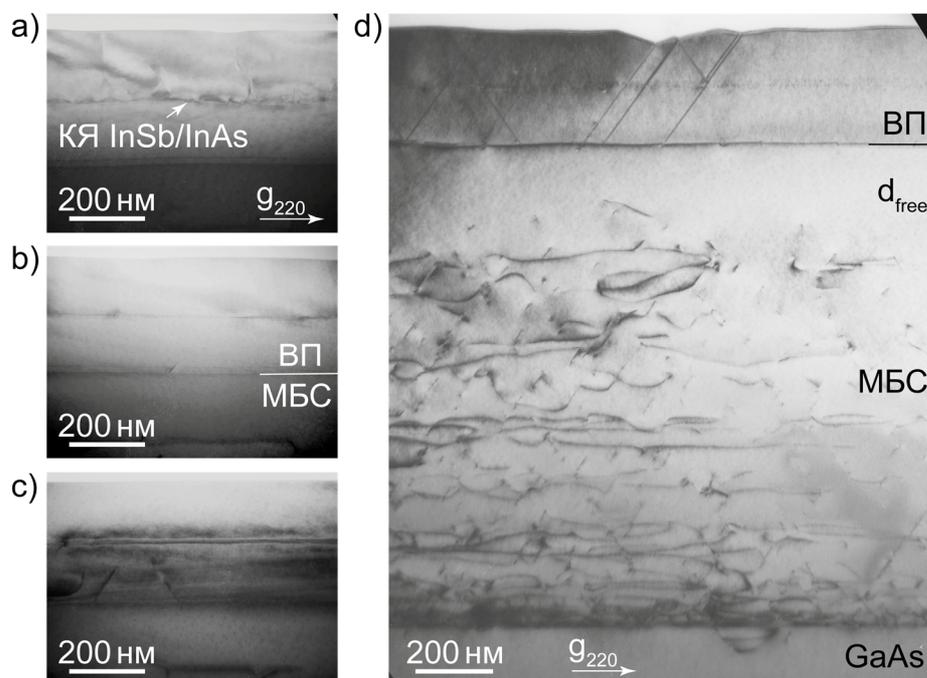


Рисунок 27 — ПЭМ изображения метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ с различным значением обратной ступени Δx_{In} : 0.06(a), 0.10 (b), 0.12 (c), 0.14 (d) в геометрии поперечного сечения

Это объясняется тем, что в данном случае упругие механические напряжения растяжения в ВП компенсируют напряжения сжатия в верхней части МБС, и рост упруго сжатой активной области InSb/InAs осуществляется без образования дефектов. В структурах с $\Delta x_{\text{In}} = 0.02-0.06$ к накопленным напряжениям сжатия в верхней части МБС добавляются напряжения сжатия в ВП и возрастает вероятность их релаксации через образование ДН (с последующим образованием ПД) в максимально упругонапряжённых областях, таких как активная область InSb/InAs . Как следствие, это приводит к слабой ФЛ структур. Следует отметить, что напряжения сжатия, вводимые активной областью InSb/InAs достаточно велики даже в образце с упруго ненапряжённой ВП ($\Delta x_{\text{In}} = 0.06$), так как в этом случае происходит их релаксация, как следует из Рисунок 27a. Использование относительно больших значений обратной ступени $\Delta x_{\text{In}} = 0.12-0.14$ также приводит к спаду интенсивности ФЛ. В случае образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.12$ напряжения растяжения достигают критического значения, что приводит к образованию ДН и ПД, берущих начало с интерфейса МБС/ВП (Рисунок 27c). Однако в активной области образца с

$\Delta x_{\text{In}} = 0.12$ (Рисунок 27с) дефектов значительно меньше, чем в активной области образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ (Рисунок 27а). В случае образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.14$ (Рисунке 27d) отчётливо видны ПД, образующиеся на интерфейсе МБС/ВП и пронизывающие всю верхнюю часть структуры. Это объясняется избыточными механическими напряжениями растяжения в ВП, релаксация которых приводит к образованию дефектов. Последние, в свою очередь, пронизывают КЯ InSb/InAs, приводя к образованию новых дефектов и спаду интенсивности ФЛ.

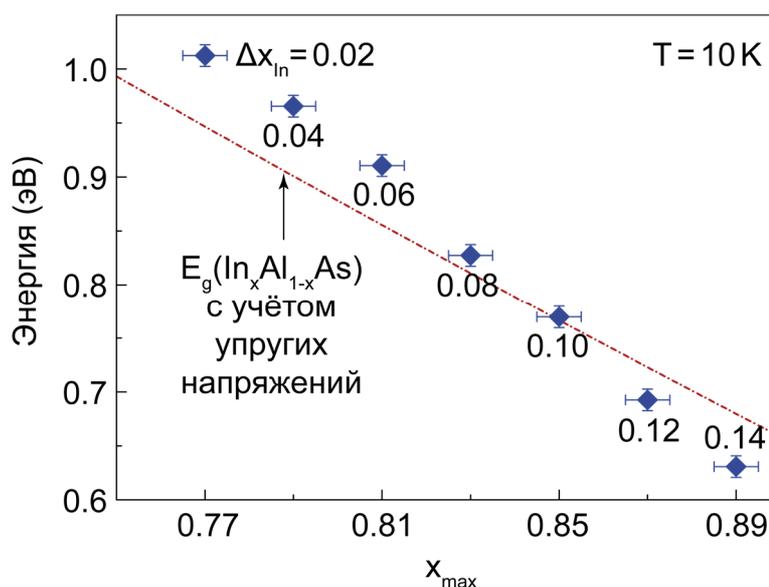


Рисунок 28 — Экспериментальная зависимость ширины запрещенной зоны МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с конечным составом x_{max} . Штрихпунктирной линией изображена теоретическая зависимость $E_g(x_{\text{max}})$, рассчитанная с учетом упругих напряжений, накопленных в верхней части МБС, а также полагая, что $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ соответствует случаю упруго ненапряженной ВП

На Рисунок 28 представлены экспериментальные значения ширины запрещенной зоны (E_g) МБС InAlAs с различным максимальным составом по In (x_{max}), определённые из спектров ФЛ при $T = 10$ К с учётом Стоксового сдвига. Кроме того, зависимость $E_g(x_{\text{max}})$ была рассчитана теоретически (штрихпунктирная линия на Рисунок 28) с учётом упругих механических напряжений, аккумулированных в верхней части МБС, а также полагая, что $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ соответствует случаю упруго ненапряженной ВП. Теоретическая зависимость $E_g(x_{\text{max}})$ пересекает экспериментальную при $\Delta x_{\text{In}} = 0.08\text{--}0.10$, проходя ниже экспериментальных точек при $\Delta x_{\text{In}} = 0.02\text{--}0.06$ и выше при $\Delta x_{\text{In}} = 0.12\text{--}0.14$. Это означает, что для достижения полного баланса упругих механических напряжений в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/InGaAs/InAlAs необходимо использовать обратную ступень Δx_{In} на $0.02\text{--}0.06$ больше

равновесной. По всей видимости, это связано с компенсацией упругих напряжений сжатия, вводимых в гетероструктуру активной областью и верхней частью МБС.

Таким образом, $\Delta x_{\text{In}} = 0.08\text{--}0.10$ соответствует случаю полной компенсации упругих механических напряжений, а сами гетероструктуры демонстрируют при таких значениях Δx_{In} наиболее интенсивную ФЛ.

3.3. Зонная структура метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

3.3.1. Метод слабой связи для расчёта спектра носителей в гетероструктурах

Энергетический спектр и волновые функции носителей заряда в гетероструктурах могут быть получены путём численного решения уравнения Шрёдингера в рамках различных приближений, которые определяют тот или иной метод расчёта. На сегодняшний день наиболее часто используются методы слабой (*weak-binding*) и сильной (*tight-binding*) связи, теория функционала плотности (ТФП) (*Density-Functional Theory*), а также метод Хартри-Фока (*Hartree-Fock calculations*) (Рисунок 29).

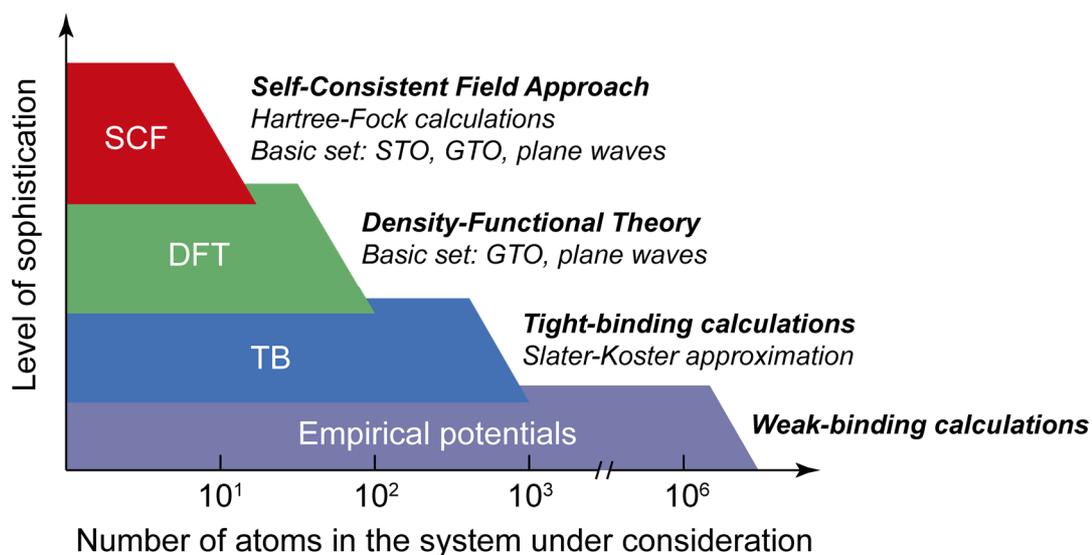


Рисунок 29 — Методы расчёта зонной структуры полупроводников

Следует отметить, что метод Хартри-Фока и ТФП, относящиеся к классу расчётов *Ab-initio* (лат. – «из первых принципов»), используются преимущественно для описания систем, содержащих малое количество атомов (< 100), потому как требуют высоких вычислительных мощностей для точного учёта обменно-корреляционного потенциала (Рисунок 29). Так, длительность расчёта по методу Хартри-Фока и ТФП зависит от числа базисных функций N (количества атомов в системе) и пропорциональна N^4 и N^3 , соответственно.

Суть метода сильной связи заключается в том, что поиск волновой функции осуществляется в виде суперпозиции некоторого фиксированного набора исходных функций – атомных орбиталей. Диагональные матричные элементы гамильтониана представляют собой энергии соответствующих орбиталей, в то время как недиагональные – интегралы перекрытия между орбиталями. Традиционно энергии орбиталей и интегралы перекрытия рассматриваются как подгоночные параметры, и их значения подбираются таким образом, чтобы вычисленная с заданными значениями зонная структура имела правильный вид. Длительность расчёта по методу сильной связи, как и в случае ТФП, пропорциональна N^3 .

В настоящей диссертационной работе расчёт энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/In(Ga,Al)As осуществлялся с использованием метода слабой связи (МСС). МСС позволяет рассматривать системы с большим количеством атомов ($> 10^6$). В рамках данного метода потенциал кристаллической решётки считается возмущением, а разложение ведётся по волновым функциям свободных носителей, представляющих собой плоские волны. При этом, если возмущение не является малым, задача о нахождении спектра и волновых функций носителей, тем не менее, может быть решена путём использования большего количества плоских волн. Следует отметить, что используемый в настоящей работе МСС [119] не требует специальной сшивки волновых функций на каждой гетерогранице. Суть предлагаемого подхода заключается в следующем. Рассматриваются периодические гетероструктуры. Волновая функция носителей ищется в рамках приближения огибающих в виде суперпозиции плоских волн. Плоские волны представляют собой состояния носителей заряда, рассчитанные в рамках заданной многозонной модели. Следует отметить, что выбор модели может быть любым и определяется конкретными целями расчёта. В данной работе использовался метод ($k \cdot p$) в рамках 8-зонной модели Кейна.

Процедура расчёта начинается с представления волновой функции носителей в виде (3.1).

$$\psi(r) = \sum_{\alpha=1}^N \varphi_{\alpha}(r) u_{\alpha}(r) \quad (3.1)$$

где u_{α} – базисные блоховские функции, φ_{α} – компонента вектора огибающих волновых функций $\psi(r)$, $N = 8$ (число базисных функций, т.е. число зон, учитываемых в данной модели с учётом их

вырождения по спину). Полагается, что базисные блоховские функции можно считать одинаковыми для разных слоёв, составляющих гетероструктуру. Тогда, для компонент вектора φ_α справедлива система дифференциальных уравнений:

$$\hat{H}\varphi = E\varphi \quad (3.2)$$

где \hat{H} – эффективный гамильтониан, представляющий собой матрицу $N \times N$, E – энергия носителей. Для нахождения энергетического спектра носителей удобно представить \hat{H} в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} \quad (3.3)$$

где \hat{H}_0 – гамильтониан объёмного полупроводника (например, одного из слоёв гетероструктуры), \hat{V} – малая поправка, зависящая от z – оси роста гетероструктуры. Для упрощения выкладок ограничимся лишь случаем рассмотрения СР. Пусть d – период СР, тогда компоненты \hat{V} – периодические функции z .

В многоволновом приближении решение системы уравнений (3.2) ищется в виде разложения по плоским волнам:

$$\psi(r) = \sum_{s=1}^N \sum_n C_{sn} |q, p - n\tau, s\rangle \quad (3.4)$$

где $\tau = 2\pi/d$ – вектора обратной решётки в направлении z , q – квазиимпульс в плоскости слоя, p – квазиимпульс вдоль оси z , C_{sn} – коэффициенты разложения, $|q, p - n\tau, s\rangle$ – собственные волновые функции объёмного гамильтониана \hat{H}_0 , имеющие вид

$$|q, p - n\tau, s\rangle = \sum_{\alpha=1}^N u_\alpha(r) B_\alpha(q, p - n\tau, s) e^{iq\rho} e^{i(p-n\tau)z} \quad (3.5)$$

где ρ – координата в плоскости слоёв СР, $B_\alpha(q, p - n\tau, s)$ – коэффициенты, зависящие от параметров гамильтониана \hat{H}_0 , индекс $s = 1 \dots N$ обозначает состояния, соответствующие разным типам носителей (электронам, тяжёлым, лёгким и спин-отщеплённым дыркам) с учётом спина.

Для получения точного решения в рамках многозонной модели с гамильтонианом \hat{H} необходимо провести суммирование по всем целым значениям n . При этом разложение (3.4) является разложением в дискретный ряд Фурье. Однако всегда можно достичь требуемой точности, ограничиваясь конечным числом слагаемых $W(s)$:

$$\psi(r) = \sum_{s=1}^N \sum_{|n| \leq W(s)} C_{sn} |q, p - n\tau, s\rangle \quad (3.6)$$

Так, в (3.6) суммирование ограничено по n некоторым максимальным числом волн $W(s)$, которое зависит от номера состояния s . В зависимости от того, в какой области энергий требуется найти энергетический спектр, для достижения заданной точности в разложении (3.6) необходимо

включать число волн, различное для разных состояний в зонах s . Для достижения необходимой точности всегда можно выбрать $W(s)$ для разных s такими, что при увеличении максимального числа волн $W(s)$ на единицу результат не изменится в пределах заданной точности.

Подставляя разложение (3.6) в уравнение (3.2) и умножая скалярно на волновые функции свободных носителей $|q, p - n\tau, s\rangle$ получаем, что уравнение Шрёдингера принимает следующий вид:

$$\sum_{s'=1}^N \sum_{|n'|\leq W(s)} A_{sn,s'n'} C_{s'n'} = EC_{sn} \quad (3.7)$$

где матрица A имеет вид

$$A_{sn,s'n'} = E_0(q, p - n\tau, s) \delta_{ss'} \delta_{nn'} + \langle q, p - n\tau, s | \hat{V}(z) | q, p - n'\tau, s' \rangle \quad (3.8)$$

$E_0(q, p - n\tau, s)$ – энергия состояния $|q, p - n\tau, s\rangle$. Учитывая разложение (3.5) для состояния свободных частиц, можно выразить матричный элемент оператора возмущения \hat{V} , входящего в (3.8) как

$$\langle q, p - n\tau, s | \hat{V}(z) | q, p - n'\tau, s' \rangle = \sum_{\alpha, \alpha'=1}^N B_{\alpha}^*(q, p - n\tau, s) B_{\alpha'}(q, p - n'\tau, s') V_{\alpha\alpha'}(n - n') \quad (3.9)$$

где $V_{\alpha\alpha'}(n - n')$ – коэффициент с номером $(n - n')$ в разложении в ряд Фурье элемента $V_{\alpha\alpha'}$ матрицы \hat{V} .

Таким образом, задача о нахождении энергетического спектра и волновых функций носителей в СР сводится к нахождению собственных чисел и векторов матрицы (3.8). Важно, что вышеизложенный метод [119] может быть использован и в случае, когда структура не является периодической. В таком случае формально рассматривается периодическая структура, периодом которой является исходная непериодическая структура.

3.3.2. Уровни размерного квантования и вероятности оптических переходов в активной области метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

В данном параграфе представлены результаты исследований энергетического спектра носителей в активной области метаморфных гетроструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs. Все образцы были получены методом МПЭ и содержали, начиная от подложки GaAs(001), буферный слой GaAs (200 нм), МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.05-0.83$) с корневым профилем изменения состава (1300 нм), ВП $\text{In}_{0.77}\text{Al}_{0.23}\text{As}$ (400 нм), КЯ 10 нм-InAs/8 нм- $\text{In}_{0.66}\text{Ga}_{0.34}\text{As}$ с одной или несколькими

ультратонкими вставками InSb (~ 1 МС), расположенными в центре InAs, и верхний ограничивающий слой $\text{In}_{0.77}\text{Al}_{0.23}\text{As}$ (36 нм). Было получено 4 серии структур, различающихся между собой количеством вставок InSb и температурой роста активной области. В образцах первой серии (образец #1) вставка InSb в КЯ InAs/InGaAs отсутствовала. Активная область образцов второй (образец #2) и четвёртой серии (образец #4) включала одну вставку InSb, в то время как в образцах третьей серии (образец #3) в КЯ InAs/InGaAs использовались 3 вставки InSb. Температуры роста МБС InAlAs и барьерных слоёв $\text{In}(\text{Al,Ga})\text{As}$ были одинаковыми для всех структур и составляли 330°C и 470°C , соответственно. Температура роста активной области InSb/InAs составляла 420°C для образцов #1, #4 и 450°C для образцов #2, #3. Формирование вставки InSb осуществлялось путём выдержки поверхности InAs под потоком Sb за счёт реакции замещения атомов As атомами Sb [12]. Следует отметить, что толщина вставки InSb зависит от температуры подложки в момент формирования вставки. Поэтому толщина каждой из вставок InSb в образцах #2, #4 составляла 0.22 нм, в то время как в образце #3 – 0.24 нм.

Для расчёта энергетического спектра носителей заряда в активной области метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs использовался МСС [119] в рамках 8-зонной модели Кейна [120, 121], описанный в параграфе 3.2.1. Учёт упругих механических напряжений производился в предположении, что ВП $\text{In}_{0.77}\text{Al}_{0.23}\text{As}$ является упруго ненапряжённой, а слои, выращиваемые поверх ВП, являются согласованными с ней по параметру решётки.

Метод модуляционной спектроскопии фотоотражения (ФО), реализованный на базе Фурье-спектрометра Vertex 80, использовался для экспериментального исследования зонной структуры образцов [B8]. Воздействие на образцы осуществлялось полупроводниковым лазером с длиной волны 809 нм, излучение которого модулировалось с частотой 2.5 кГц. Излучение промодулированного лазера направлялось в ту же точку образца, от которой проводилось измерение отражения. Лазерный луч, поглощаясь в образцах, возбуждает электрон-дырочные пары, которые разделяются в исследуемых гетероструктурах встроенными электрическими полями. Это, в свою очередь, приводит к изменению внутренних электрических полей гетероструктур и сдвигу уровней размерного квантования за счёт эффекта Штарка. Процедура измерения интерферограммы, а также метод её обработки, позволяющий получить дифференциальный спектр ФО, подробно описаны в работе [122].

На *Рисунке 30* представлены результаты теоретических расчётов зонной диаграммы активной области образцов #1 и #2. Кроме того, на *Рисунке 30* также показаны рассчитанные уровни размерного квантования и квадраты волновых функций носителей, участвующих в наиболее вероятных оптических переходах. Следует отметить, что в образце #2 ширина

запрещённой зоны вставки InSb сравнима с шириной запрещённой зоны КЯ InAs, что объясняется наличием сильных упругих напряжений сжатия, действующих на тонкий слой InSb [A9].

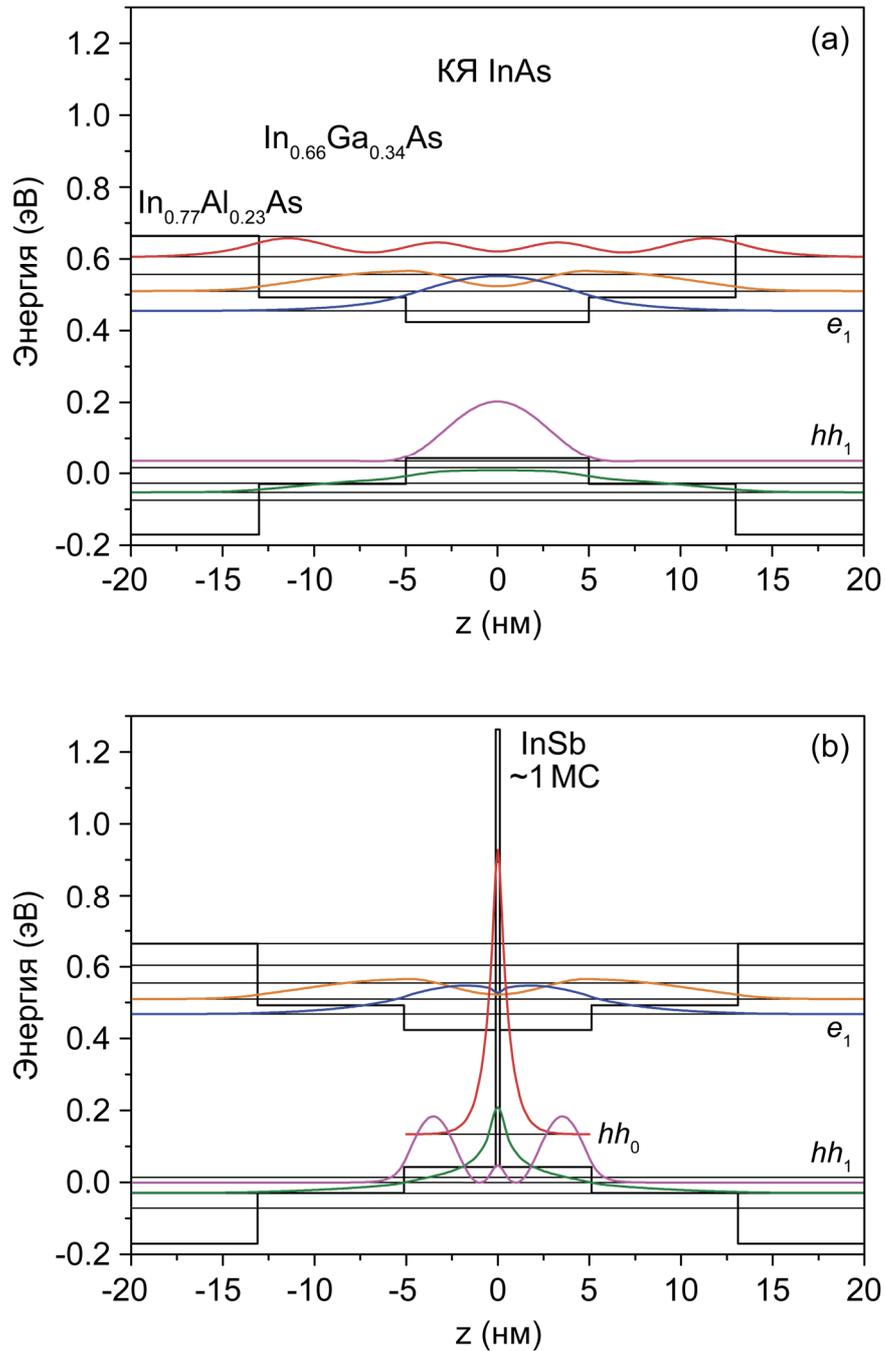


Рисунок 30 — Зонная диаграмма активной области InSb/InAs/InGaAs/InAlAs образцов #1(a) и #2(b) при $T = 300$ К с указанием уровней размерного квантования и квадратов волновых функций носителей, участвующих в наиболее вероятных оптических переходах

Спектр ФО образца #1 приведён в верхней части *Рисунка 31*. Сигналы, соответствующие межзонным оптическим переходам в КЯ $\text{InAs}/\text{In}_{0.66}\text{Ga}_{0.34}\text{As}/\text{In}_{0.77}\text{Al}_{0.23}\text{As}$, отчётливо наблюдаются в диапазоне 0.4–0.7 эВ. Полученный спектр ФО был преобразован в соответствии с [123] таким образом, что пики на преобразованном спектре ФО (нижняя часть *Рисунка 31*) соответствуют энергиям межзонных оптических переходов [В8]. Кроме того, площадь под каждым пиком на преобразованном спектре ФО пропорциональна вероятности соответствующего оптического перехода [124]. Стрелки на *Рисунке 31* указывают на рассчитанные энергии оптических переходов в активной области образца #1 (*Рисунок 30а*). Для наглядности длина каждой стрелки на *Рисунке 31* пропорциональна вероятности соответствующего перехода. Так, например, крайняя стрелка слева обозначает энергию оптического перехода e_1-hh_1 . При этом её длина пропорциональна квадрату оптического матричного элемента $|M_{opt}|^2 = 0.2$, просуммированного по всем вырожденным состояниям спина.

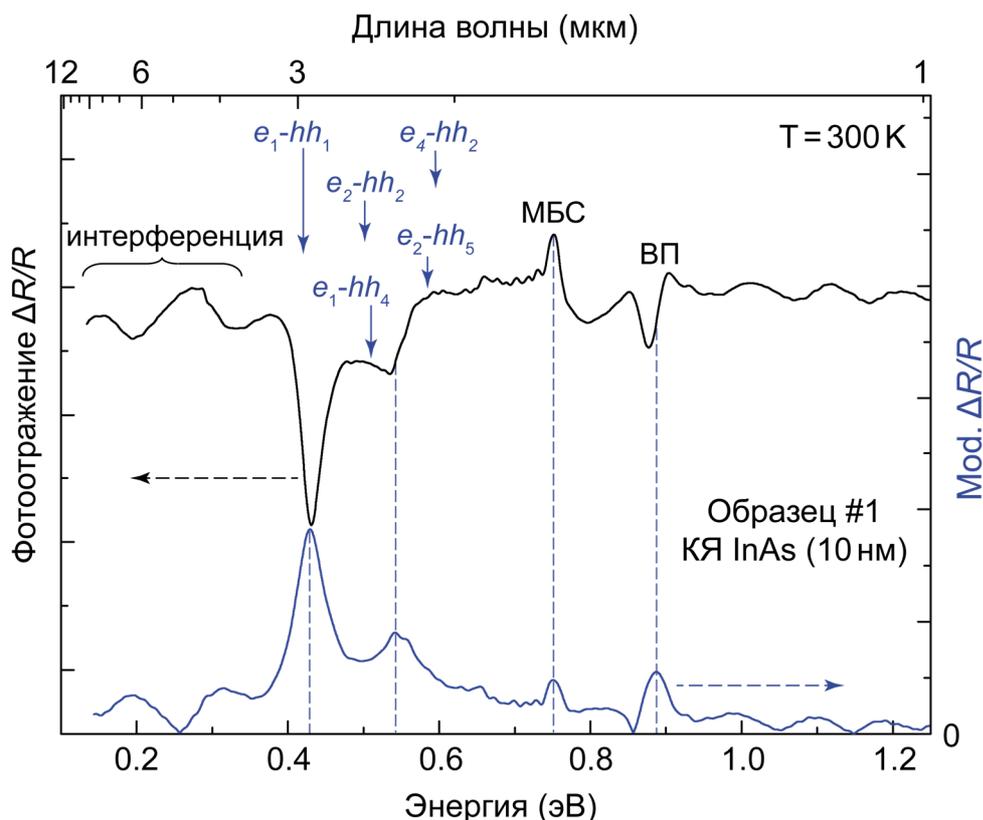


Рисунок 31 — Спектры ФО образца #1 (Верхний — полученный непосредственно в ходе измерений, нижний — преобразованный в соответствии с работой [123]). Стрелки показывают рассчитанные энергии межзонных оптических переходов в активной области $\text{InAs}/\text{In}_{0.66}\text{Ga}_{0.34}\text{As}/\text{In}_{0.77}\text{Al}_{0.23}\text{As}$ образца #1

Таким образом, соотнося результаты расчётов с полученными спектрами ФО, можно идентифицировать особенности на спектрах ФО, соответствующие определённым оптическим переходам. Сигналы на спектре ФО при ~ 0.75 эВ и ~ 0.9 эВ обусловлены оптическими переходами в верхней части МБС InAlAs и ВП InAlAs, соответственно [A9].

Длина волны излучения может быть увеличена за счёт использования одной или нескольких вставок InSb в КЯ InAs. На *Рисунке 32* приведён преобразованный спектр ФО метаморфной гетероструктуры InSb/InAs/InGaAs/InAlAs с одной вставкой InSb толщиной 0.22 нм (образец #2). Следует отметить, что интенсивность пика на преобразованном спектре ФО, соответствующего оптическому переходу с первого электронного уровня в КЯ InAs на уровень тяжёлых дырок во вставке InSb (e_1-hh_0), меньше, чем интенсивность некоторых более высокоэнергетичных пиков. Это также подтверждается результатами теоретических расчётов энергий и вероятностей оптических переходов в активной области InSb/InAs/InGaAs образца #2 (Гистограмма на *Рисунке 32*).

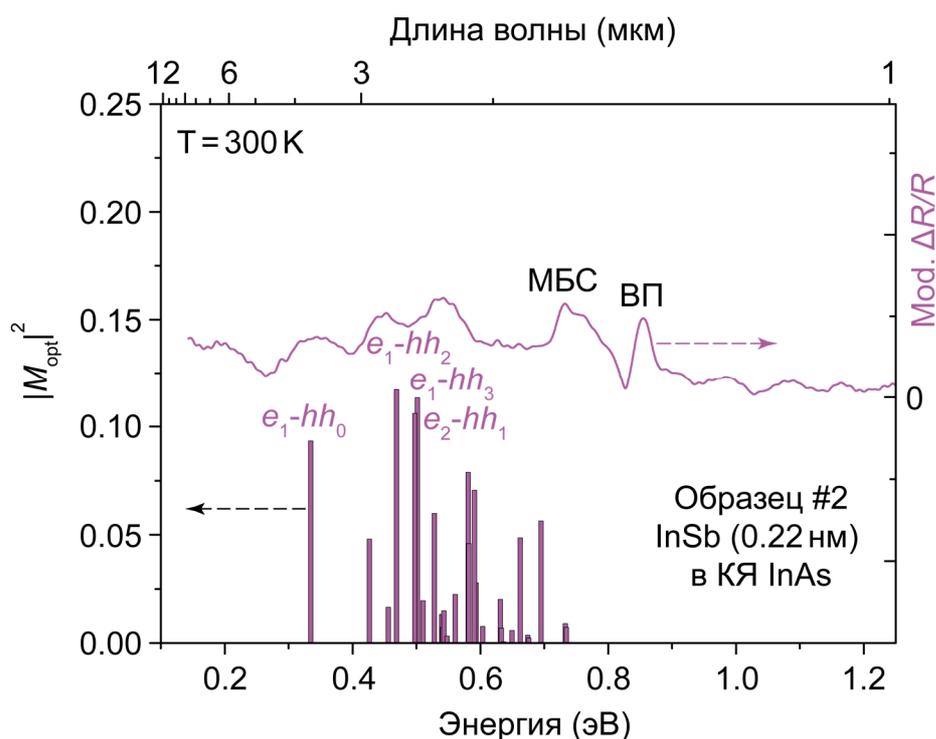


Рисунок 32 — Спектр ФО образца #2, преобразованный в соответствии с [123]. Гистограмма показывает рассчитанные значения энергий и вероятностей оптических переходов

Интенсивность оптического перехода e_1-hh_0 зависит от значения интеграла перекрытия волновых функций носителей и может быть увеличена за счёт использования большего

количества вставок InSb. На *Рисунке 33а, б* приведены спектр ФО образца #3, а также зонная диаграмма его активной области, включающей три вставки InSb. Толщина каждой вставки, как и в случае образца #2, составляла 0.22 нм.

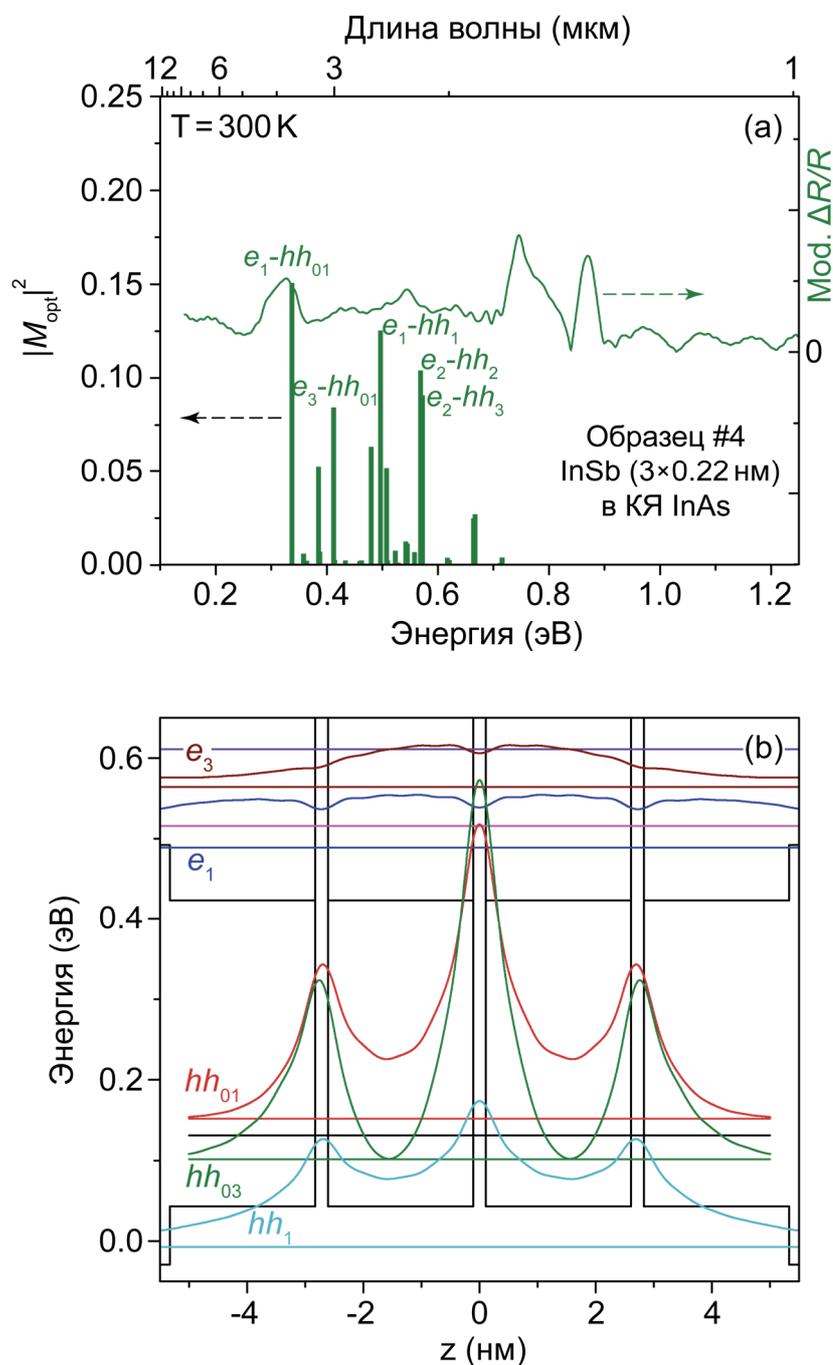


Рисунок 33 — (а) Спектр ФО образца #3, а также рассчитанные энергии и вероятности оптических переходов в его активной области, содержащей 3 вставки InSb. (б) Зонная диаграмма активной области InSb/InAs/InGaAs образца #3 с указанием уровней размерного квантования носителей и квадратов соответствующих волновых функций

Как и предполагалось, вероятность основного оптического перехода e_1-hh_0 в образце #3 выше, чем в образце #2. Следует также отметить, что в образце #3 оптический переход e_3-hh_0 более вероятен, чем e_1-hh_0 , что следует из рассмотрения квадратов волновых функций, приведённых на *Рисунке 33b*. Так, волновая функция, соответствующая уровню hh_0 сильнее локализована вблизи вставок InSb, чем волновая функция, соответствующая уровню hh_1 . Это, в свою очередь, приводит к большему значению интеграла перекрытия волновых функций уровней hh_0 и e_3 , чем в случае уровней hh_0 и e_1 .

Было также установлено, что увеличение толщины вставки InSb в КЯ InAs приводит к сдвигу оптического перехода e_1-hh_0 в длинноволновую область. Как видно из спектров ФО и результатов теоретических расчётов, незначительное увеличение толщины вставки InSb с 0.22 (образец #2, *Рисунок 32*) до 0.24 нм (образец #4, *Рисунок 34*) уменьшает энергию перехода e_1-hh_0 с 0.335 до 0.318 эВ.

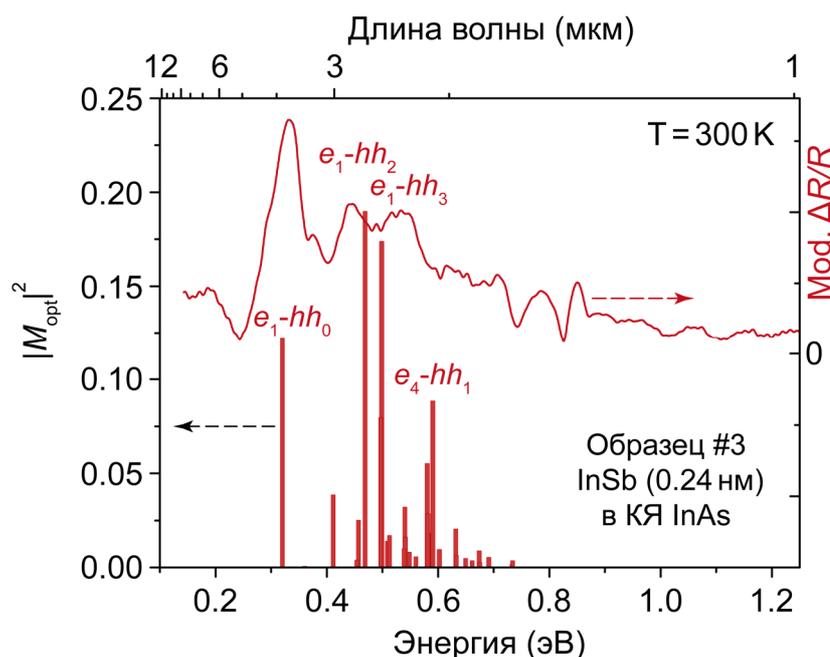


Рисунок 34 — Спектр ФО образца #4, а также рассчитанные энергии и вероятности оптических переходов в его активной области InSb/InAs/InGaAs

Следует отметить, что результаты расчётов, проведённые для всех исследуемых структур, хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными спектрами ФО за исключением того, что оптический переход e_1-hh_0 в образце #4 является наиболее вероятным среди остальных

оптических переходов в структуре (согласно экспериментальному спектру ФО), в то время как расчёт предсказывает максимальную вероятность для перехода e_1-hh_2 .

3.4. Методика определения внутренней квантовой эффективности и вкладов безызлучательной рекомбинации метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

Определение значения внутренней квантовой эффективности (ВКЭ) метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs производилось по методике, основанной на исследовании мощностных зависимостей ФЛ [125]. Впервые данная методика была использована в 2013 году для определения ВКЭ СД на основе КЯ InGaN/GaN, а двумя годами позднее была успешно реализована для определения ВКЭ узкозонных гетероструктур InAs/AlAsSb [126].

В основе методики измерения ВКЭ, предложенной в [125], лежит соотношение между скоростью генерации и рекомбинации носителей заряда (НЗ) (3.10).

$$G = An + Bn^2 + Cn^3, \quad (3.10)$$

где G – полная скорость генерации НЗ в секунду; n – концентрация НЗ, а вклады An , Bn^2 и Cn^3 соответствуют безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла (ШРХ), излучательной рекомбинации и Оже-рекомбинации, соответственно.

Учитывая, что скорость генерации НЗ (G) пропорциональна мощности накачки (P_{las}) в случае измерений ФЛ структур, а интегральная интенсивность ФЛ определяется как $I_{\text{PL}} \sim Bn^2$, уравнение (3.10) можно переписать в следующем виде:

$$P_{\text{las}} = P_1 I_{\text{PL}}^{1/2} + P_2 I_{\text{PL}} + P_3 I_{\text{PL}}^{3/2}, \quad (3.11)$$

где P_1 , P_2 и P_3 – коэффициенты, соответствующие вкладам различных механизмов рекомбинации. Данные коэффициенты находятся подгонкой рассчитываемой зависимости $P_{\text{las}}(I_{\text{PL}})$ (3.11) к экспериментальной. Эффективность каждого из вкладов излучательной и безызлучательной рекомбинации рассчитывается в соответствии с выражениями (3.12)–(3.14).

$$\eta = P_2 I_{\text{PL}} / P_{\text{las}}, \quad (3.12)$$

$$\eta_{1/2} = P_1 I_{\text{PL}}^{1/2} / P_{\text{las}}, \quad (3.13)$$

$$\eta_{3/2} = P_3 I_{\text{PL}}^{3/2} / P_{\text{las}}, \quad (3.14)$$

где η – значение ВКЭ, $\eta_{1/2}$ – вероятность безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла, а $\eta_{3/2}$ – вероятность Оже-рекомбинации и выброса НЗ из КЯ в барьерные слои.

Определение значения ВКЭ осуществлялось для серии метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs с различным значением обратной ступени Δx_{In} , конструкция которых приведена в параграфе 3.2. Схематичная зонная диаграмма таких структур представлена на *Рисунке 23а*. Начиная от подложки GaAs(001), все структуры включали буферный слой GaAs (200 нм), МБС $In_xAl_{1-x}As$ с корневым профилем изменения состава, ВП $In_{0.75}Al_{0.25}As$ (200 нм), активную область, представляющую собой вставку InSb толщиной 1 МС в КЯ 10 нм-InAs/8 нм- $In_{0.63}Ga_{0.37}As$, и верхний ограничивающий слой $In_{0.75}Al_{0.25}As$ (200 нм). Значение обратной ступени Δx_{In} варьировалось в диапазоне 0.02–0.14 за счёт изменения конечного состава МБС $In_xAl_{1-x}As$ ($x_{max} = 0.77–0.89$). Были проведены измерения ФЛ активной области таких структур при низкой температуре ($T = 10$ К) в широком диапазоне мощностей накачки P_{las} (0.2–15.0 мВт).

Спектры ФЛ образца с $\Delta x_{In} = 0.10$, полученные при $T = 10$ К и различных мощностях накачки, приведены на *Рисунке 35*. На вставке *Рисунка 35* показана обратная зависимость интегральной интенсивности ФЛ от мощности накачки. Данная зависимость близка к линейной. Следовательно, в случае образца с $\Delta x_{In} = 0.10$ (согласно соотношению (3.11)) преобладает вклад излучательной рекомбинации.

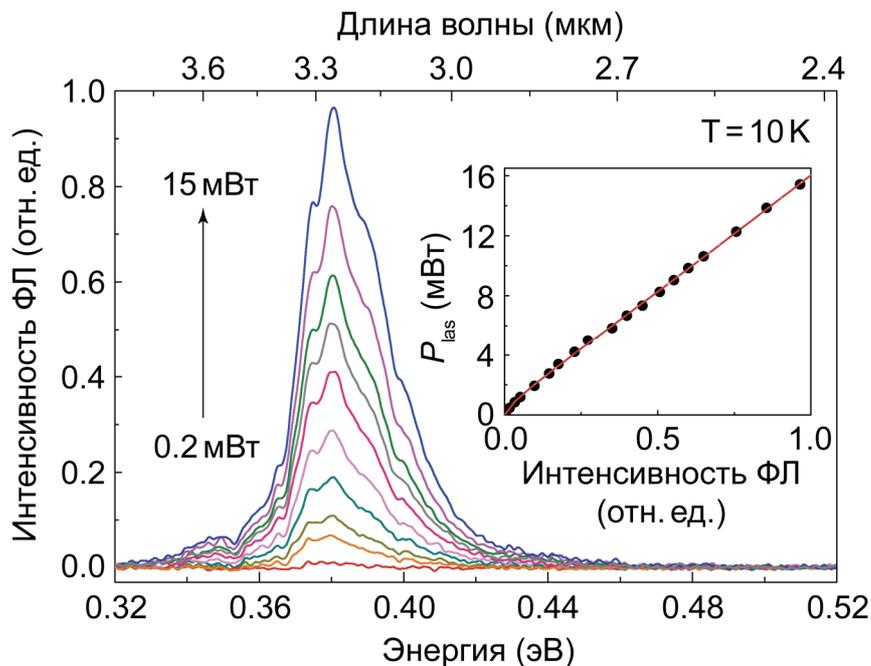


Рисунок 35 — Спектры ФЛ активной области InSb/InAs метаморфной гетероструктуры InSb/InAs/InGaAs/InAlAs с $\Delta x_{In} = 0.10$ при $T = 10$ К и различных мощностях накачки. Вставка показывает экспериментальную зависимость P_{las} ($I_{ФЛ}$), необходимую для расчёта значения ВКЭ структур в соответствии с выражением (3.11)

Коэффициенты P_1 – P_3 определяются при подгонке методом наименьших квадратов теоретической зависимости (3.11) к экспериментальной. Следует отметить, что при подгонке использовались лишь положительные коэффициенты P_1 – P_3 во избежание получения нефизических решений. Итоговые значения ВКЭ, а также вкладов безызлучательной рекомбинации определялись с использованием соотношений (3.12)–(3.14).

На *Рисунке 36* показаны полученные зависимости вкладов излучательной (ВКЭ) и безызлучательной (ШРХ, Оже) рекомбинации от мощности накачки P_{las} для образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$.

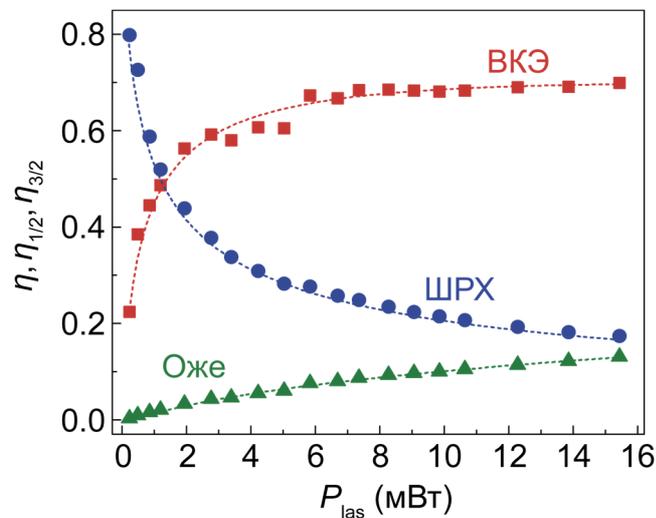


Рисунок 36 — Эффективности вкладов излучательной и безызлучательной рекомбинации для метаморфной гетероструктуры $\text{InSb/InAs/InGaAs/InAlAs}$ с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$, полученные в соответствии с выражениями (3.12)–(3.14) и экспериментальными данными, приведёнными на *Рисунке 35*

Зависимости $\eta(P_{\text{las}})$ и $\eta_{3/2}(P_{\text{las}})$ являются возрастающими, в то время как $\eta_{1/2}$ убывает с увеличением P_{las} . При этом, зависимости $\eta(P_{\text{las}})$ и $\eta_{1/2}(P_{\text{las}})$, соответствующие излучательной рекомбинации и безызлучательной по механизму ШРХ пересекаются при $P_{\text{las}} = 1$ мВт. При мощностях накачки, превышающих 10 мВт происходит насыщение вклада излучательной рекомбинации и зависимость $\eta(P_{\text{las}})$ практически не изменяется. Образец с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$ демонстрирует высокое значение ВКЭ во всём диапазоне мощностей накачки, достигая значения 0.72 при $T = 10$ К и $P_{\text{las}} = 15$ мВт [В9].

3.5. Влияние значения обратной ступени на внутреннюю квантовую эффективность и вклады безызлучательной рекомбинации метаморфных гетероструктур

InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

Для исследования влияния значения обратной ступени (Δx_{In}) на вклады излучательной и безызлучательной рекомбинации метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs использовался подход, описанный в параграфе 3.4. Экспериментальная зависимость ВКЭ метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs от Δx_{In} , полученная при $T = 10$ К, приведена на *Рисунке 37а*. Было установлено, что максимальные значения ВКЭ достигаются в образцах с $\Delta x_{\text{In}} = 0.08$ – 0.10 . При этом ВКЭ образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.08$ ($\eta \sim 0.9$) превышает ВКЭ образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$ ($\eta \sim 0.72$), обладающего наиболее интенсивной ФЛ при $T = 80$ К (см. *Рисунок 26*) [A10].

Следует отметить, что вклад безызлучательной рекомбинации по механизму ШРХ ($\eta_{1/2}$) значителен в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/InGaAs/InAlAs даже при низких температурах (*Рисунок 37б*). При этом он минимален в образцах с $\Delta x_{\text{In}} = 0.08$ – 0.10 , что наиболее заметно при малых накачках. Это согласуется с результатом структурных исследований, проведённых методом ПЭМ, которые показали, что образцы с $\Delta x_{\text{In}} = 0.08$ – 0.10 обладают наименьшей плотностью дефектов (см. *Рисунок 27б*).

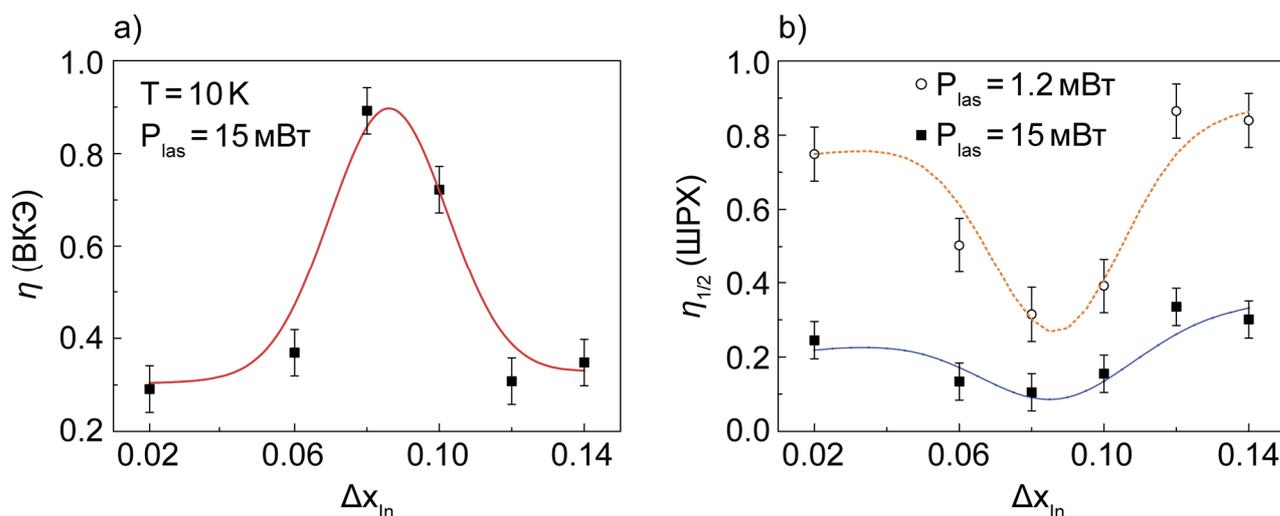


Рисунок 37 — Зависимости ВКЭ (а) и вероятности безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла (б) метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As от значения обратной ступени Δx_{In}

В случае структур с $\Delta x_{In} = 0.02-0.06$, упругие напряжения сжатия в ВП $In_{0.75}Al_{0.25}As$ (Рисунок 23b) добавляются к остаточным упругим напряжениям в верхней части МБС $InAlAs$. В свою очередь, это увеличивает вероятность их релаксации и приводит к образованию дефектов (см. Рисунок 27a), а следовательно, и к росту вклада безызлучательной рекомбинации по механизму ШРХ ($\eta_{1/2}$). При использовании больших значений обратной ступени $\Delta x_{In} = 0.12-0.14$ упругие напряжения растяжения могут релаксировать с образованием ДН в ВП (Рисунок 27d). Кроме того, дополнительной причиной снижения интенсивности ФЛ в структурах с $\Delta x_{In} = 0.12-0.14$ может являться захват неравновесных НЗ из ВП в треугольную КЯ на интерфейсе МБС/ВП.

В структурах с $\Delta x_{In} = 0.08-0.10$ также минимален вклад Оже-рекомбинации ($\eta_{3/2}$) (Рисунок 38). Механизм Оже-рекомбинации не чувствителен к дефектности образцов (см., например, [126]). Оже-рекомбинация может быть частично подавлена за счёт оптимизации упругих механических напряжений в активной области структур. По всей видимости, в метаморфных структурах с $\Delta x_{In} = 0.08-0.10$ достигаются оптимальные условия по упругим напряжениям, которые позволяют максимально подавить вклад Оже-рекомбинации.

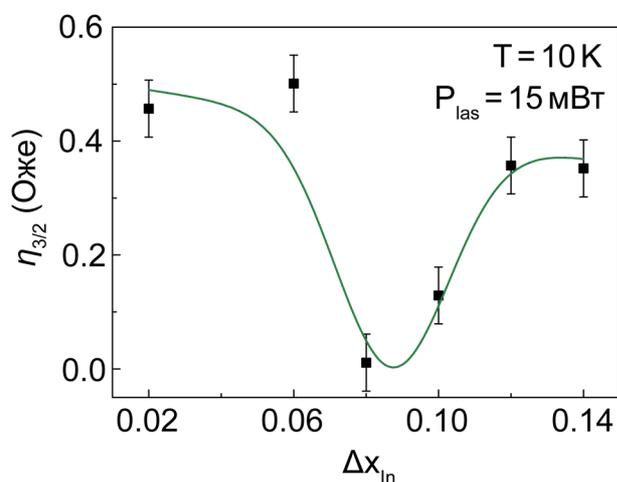


Рисунок 38 — Зависимость вероятности Оже-рекомбинации в метаморфных гетероструктурах $InSb/InAs/InGaAs/InAlAs$ от значения обратной ступени Δx_{In}

Подавление процессов Оже-рекомбинации за счёт изменения упругих механических напряжений в КЯ может осуществляться различными механизмами. Среди них оптимизация интеграла перекрытия волновых функций электронов и дырок [127], варьирование высоты потенциального барьера для КЯ [128], изменение эффективных масс дырок за счёт разделения

тяжёлой и лёгкой подзон [129], нарушение резонансных Оже-переходов за счёт изменения энергии состояний в КЯ [130]. Используя вышеперечисленные методы, подавление процессов Оже-рекомбинации было продемонстрировано в нескольких экспериментальных работах [131–133]. В данном параграфе исследование процессов Оже-рекомбинации в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/InGaAs/InAlAs ограничивается сравнением энергии основного оптического перехода в активной области (0.38 эВ) с энергиями переходов между зонами тяжёлых и спин-отщеплённых дырок (Рисунок 39).

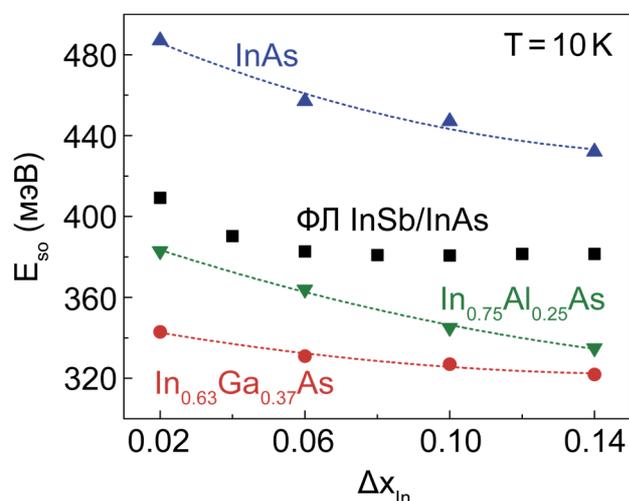


Рисунок 39 — Расчётные положения отщеплённой спин-орбитальной зоны для слоёв активной области (КЯ InAs, In_{0.63}Ga_{0.37}As, In_{0.75}Al_{0.25}As) в зависимости от значения обратной ступени Δx_{In} . Чёрными квадратами показана экспериментальная зависимость основного оптического перехода в гетероструктурах InSb/InAs/InGaAs/InAlAs в зависимости от Δx_{In}

Были проведены оценки влияния упругих механических напряжений на величину энергетической щели между зоной тяжёлых дырок и отщеплённой спин-орбитальной зоной. Все необходимые параметры, использованные в ходе расчётов, были взяты из работы [134]. Упругие механические напряжения в ВП, необходимые для данных расчётов, получены из ω - 2θ кривых рентгеновской дифракции (Рисунок 24). Было показано, что в структурах с $\Delta x_{In} < 0.06$ энергия основного оптического перехода в активной области InSb/InAs/In_{0.63}Ga_{0.37}As (e_1 - hh_0) близка к энергии перехода тяжёлых дырок в отщеплённую спин-орбитальную зону упруго сжатого барьерного слоя In_{0.75}Al_{0.25}As (Рисунок 39). При увеличении обратной ступени Δx_{In} напряжения сжатия в барьерном слое уменьшаются и меняют знак (напряжения растяжения). В связи с этим, энергия отщеплённой спин-орбитальной зоны становится меньше [B10]. Кроме того, напряжения

сжатия в КЯ InAs уменьшаются при увеличении обратной ступени Δx_{In} . При $\Delta x_{\text{In}} = 0.12\text{--}0.14$ энергетическая щель между зоной тяжёлых дырок и отщеплённой спин-орбитальной зоной в КЯ InAs становится близкой по своей величине к энергии основного излучательного перехода активной области InSb/InAs ($e_1\text{-}hh_0$) [B11].

3.6. Температурные зависимости фотолюминесценции метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

Исследование температурной зависимости ФЛ метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs с различным значением обратной ступени Δx_{In} проводилось при мощности накачки $P_{\text{las}} = 320$ мВт в широком диапазоне температур (10–300 К). На *Рисунке 40* приведены температурные зависимости ФЛ для образцов с $\Delta x_{\text{In}} = 0.02, 0.10$ и 0.12 .

Было показано, что структура с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$ демонстрирует лучшую температурную стабильность, чем образцы с $\Delta x_{\text{In}} = 0.02$ и 0.12 , а интегральная интенсивность ФЛ такой структуры спадает от комнатной температуры ($T = 296$ К) к температуре жидкого гелия в 18 раз ($I_{\text{PL}}(296 \text{ К})/I_{\text{PL}}(10 \text{ К}) = 5.6 \%$).

Полученные экспериментальные температурные зависимости подгонялись зависимостями Аррениуса (см., например, [135], [136]) с целью определения возможных каналов безызлучательной рекомбинации и соответствующих энергий активации. В случае термически активированных процессов безызлучательной рекомбинации зависимость $I_{\text{PL}}(T)$ описывается выражением (3.15).

$$I_{\text{PL}}(T) = \left[1 + \sum_{i=1}^j A_i \exp\left(-\frac{E_{A_i}}{k_B}\right) \right]^{-1} \quad (3.15)$$

где E_{A_i} – энергия активации i -го процесса безызлучательной рекомбинации, A_i – параметр, пропорциональный отношению вероятностей безызлучательной и излучательной рекомбинации, $k_B = 8.617 \cdot 10^{-5}$ эВ/К – константа Больцмана.

Было показано, что экспериментальная зависимость $I_{\text{PL}}(T)$ не может быть подогнана зависимостью (3.15), включающей в себя лишь одну экспоненту. Однако, при использовании зависимости (3.15), содержащей две экспоненты с энергиями активации E_{A1} и E_{A2} , экспериментальная зависимость $I_{\text{PL}}(T)$ совпадает с теоретической (уравнение Аррениуса) для всех исследуемых структур. Проведённая таким образом подгонка экспериментальной зависимости $I_{\text{PL}}(T)$ для образца с $\Delta x_{\text{In}} = 0.10$ приведена на *Рисунке 41*. Все остальные структуры

после проведения процедуры подгонки также характеризовались двумя энергиями активации при низких и высоких температурах, соответственно. Следует отметить, что значения A_1 и A_2 являются наименьшими в случае структуры с $\Delta x_{In} = 0.10$, что свидетельствует о наименьшей вероятности безызлучательной рекомбинации в данном случае.

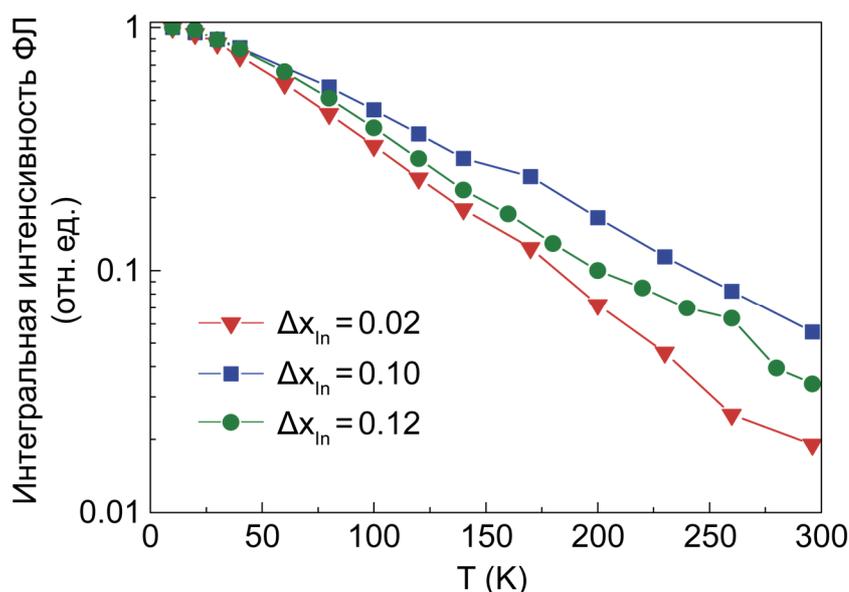


Рисунок 40 — Температурные зависимости ФЛ метаморфных гетероструктур $InSb/InAs/InGaAs/InAlAs$ с различным значением обратной ступени: $\Delta x_{In} = 0.02, 0.10, 0.12$

При низких температурах спад интенсивности ФЛ структур обусловлен процессом безызлучательной рекомбинации с энергией активации $E_{A1} \sim 8$ мэВ. Значение E_{A1} значительно меньше, чем высота потенциальных барьеров для электронов (~ 70 мэВ) и тяжёлых дырок (~ 146 мэВ) в КЯ $InAs/InGaAs$. Следовательно, данный процесс происходит внутри КЯ. Энергия активации E_{A1} необходима для термической делокализации носителей из потенциальных ям, обусловленных флуктуациями состава и толщины слоёв в течение их роста. После делокализации носителей происходит их безызлучательная рекомбинация через дефекты внутри КЯ [137]. Ранее близкие значения энергии активации 5–8 мэВ были получены на структурах, представляющих собой набор ультратонких субмонослойных вставок $InSb$ в объёмной матрице $InAs$ [138]. Следует отметить, что в метаморфных гетероструктурах $InSb/InAs/InGaAs/InAlAs$ возможно подавление транспорта фотовозбуждённых носителей в КЯ в связи с их безызлучательной рекомбинацией в барьерных слоях $In(Ga,Al)As$. Параметр A_1 пропорционален концентрации дефектов, выступающих в роли центров безызлучательной рекомбинации вблизи активной

области InSb/InAs/InGaAs. Процессы Оже-рекомбинации в КЯ могут быть беспороговыми [139], а следовательно, значительными даже при низких температурах. Рассчитанные вероятности безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла (Рисунок 37b) и Оже-рекомбинации (Рисунок 38) находятся в согласии со значениями коэффициента A_1 , характеризующим термически активируемый процесс безызлучательной рекомбинации, который доминирует при низких температурах. Образец с $\Delta x_{In} = 0.10$, характеризующийся наименьшим значением A_1 , демонстрирует минимальные вероятности безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла ($\eta_{1/2}$) и Оже ($\eta_{3/2}$).

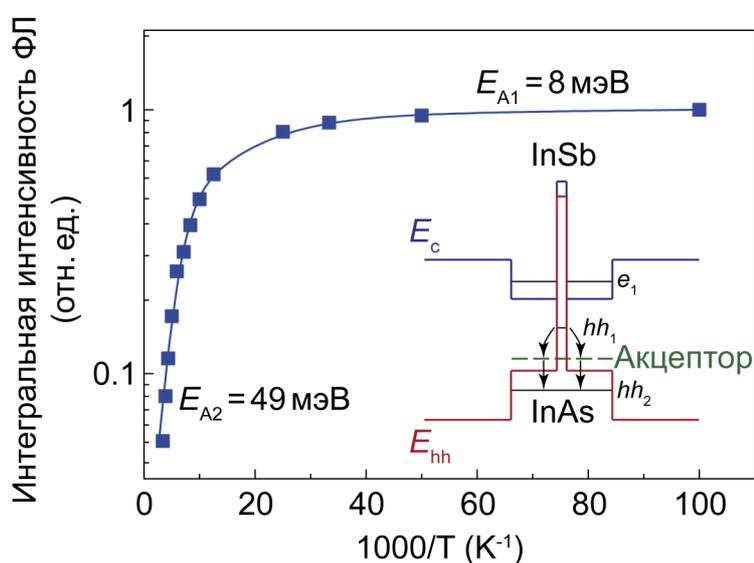


Рисунок 41 — Температурная зависимость интегральной интенсивности ФЛ образца с $\Delta x_{In} = 0.10$. Вставка демонстрирует механизм делокализации дырок из вставки InSb в КЯ InAs через акцепторные уровни в InAs, доминирующий при высоких температурах

При температурах выше 120 К ($10^3/T \sim 8 \text{ K}^{-1}$ на Рисунке 41) падение интенсивности ФЛ структур обусловлено процессом безызлучательной рекомбинации с энергией активации $E_{A2} \sim 45\text{--}49$ мэВ. Следует отметить, что полученные значения E_{A2} значительно меньше, чем энергия локализации дырок в монослойной вставке InSb, размещённой в InAs ($E_{loc} = 63$ мэВ [13]). Однако, как было показано ранее [140], вероятность термического выброса дырок из вставок InSb может быть существенно увеличена за счёт наличия акцепторных состояний в InAs. В таком случае реализуется двухстадийный процесс, при котором сначала осуществляется переход дырок, локализованных в InSb, на акцепторные уровни в InAs, а затем происходит их термический выброс в валентную зону InAs (вставка на Рисунке 41). Гашение ФЛ может быть

значительно уменьшено путём оптимизации соотношения потоков As/In в процессе роста КЯ InAs/InGaAs (уменьшение концентрации акцепторов в InAs), а также за счёт увеличения энергии локализации дырок в InSb за счёт использования вставки InSb большей толщины (> 1 МС). На *Рисунке 42* приведены спектры ФЛ двух структур, представляющих собой вставки InSb в матрице InAs. Структуры отличались между собой лишь толщиной вставок InSb. Было показано, что при увеличении толщины вставок от 1 до 1.6 МС увеличивается глубина залегания уровня размерного квантования дырок в InSb, а спектр ФЛ сдвигается в длинноволновую область [138]. Таким образом, увеличение толщины вставок InSb в КЯ InAs/InGaAs позволяет не только увеличивать значение ВКЭ метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs за счёт уменьшения термического выброса дырок из InSb, но также увеличивать длину волны ФЛ.

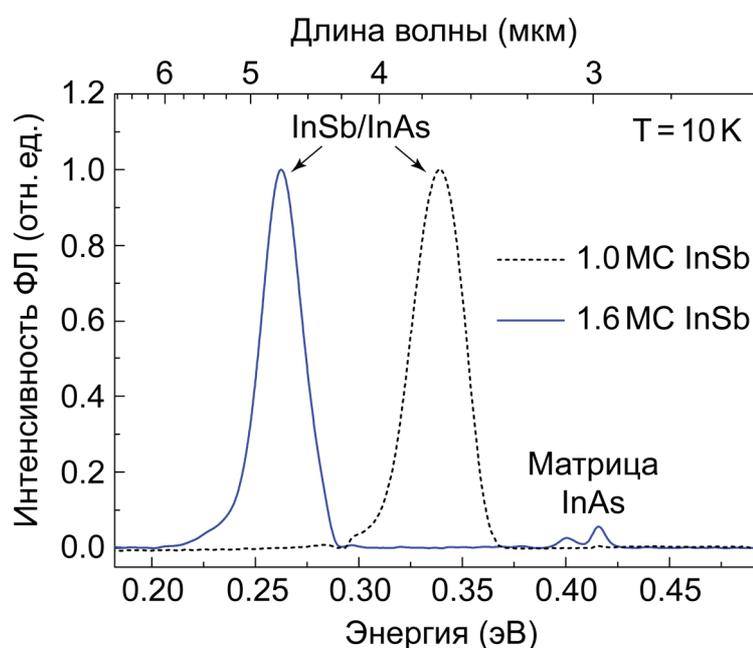


Рисунок 42 — Спектры ФЛ гетероструктур InSb/InAs с различной толщиной вставки InSb

Кроме того, варьирование толщины вставки InSb предоставляет дополнительную возможность для подавления каналов Оже-рекомбинации в метаморфных гетероструктурах InSb/InAs/InGaAs/InAlAs за счёт оптимизации их зонной структуры.

Глава 4. Влияние упругонапряженных слоев GaAs и InAs в метаморфном буферном слое InAlAs на структурные и оптические свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs

Плотность ПД в метаморфных гетероструктурах сильно зависит от выбора конструкции и режимов роста МБС. В частности, во второй главе было показано, что при использовании МБС с нелинейным профилем изменения состава достигается меньшая плотность ПД в активной области структур, чем при использовании МБС с линейным профилем. Для дальнейшего снижения плотности ПД в МБС могут быть использованы СР. Так, в работе [141] на примере метаморфных гетероструктур с КЯ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ было продемонстрировано, что напряжённые СР InAlAs/InGaAs в МБС InAlAs позволяют снизить плотность ПД и увеличить интенсивность ФЛ от активной области. Следует также отметить, что в качестве барьеров для ПД могут использоваться и одиночные упругонапряжённые слои, позволяющие изменять направление распространения ПД вплоть до их загиба в плоскости роста. Впервые данный подход был реализован для системы GaN/AlN [142].

В данной главе рассматривается влияние тонких (1–5 нм) упругонапряжённых слоёв GaAs и InAs, расположенных в МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава, на структурные и оптические свойства метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs.

Методом МПЭ на нелегированных подложках GaAs(001) была получена серия метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs, отличающихся между собой только конструкцией МБС InAlAs. В качестве реперного образца (образец *A*) использовалась гетероструктура, последовательность слоёв которой приведена на *Рисунке 43*. Роль МБС в образце *A* выполнял слой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава ($x = 0.05\text{--}0.87$). Часть исследованных структур (образцы *B*) содержала внутри МБС тонкую вставку GaAs в области составов $\text{In}_{0.37}\text{Al}_{0.63}\text{As}$, где в реперной структуре наблюдалось заметное уменьшение плотности ПД. Другая часть (образцы *C*) содержала вставку InAs внутри МБС при достижении состава $\text{In}_{0.61}\text{Al}_{0.39}\text{As}$. Толщина вставок выбиралась равной 1 или 5 нм и не превышала соответствующих значений критической толщины. Оценка критических значений была проведена на основании результатов работ для близких по параметру решётки систем InGaAs/GaAs [143, 144] и InAlAs/AlSb [145].

Активная область всех исследуемых структур содержала ограничивающие барьеры $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, между которыми располагалась КЯ InAs/ $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ с монослойной вставкой InSb (*Рисунок 43*). Состав и толщина упруго растянутых барьеров $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ выбирались таким

образом, чтобы скомпенсировать упругие механические напряжения сжатия, вводимые КЯ InAs по отношению к ограничивающим слоям $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Условия МПЭ роста структур были аналогичны приведенным в работах [А1, А7].

Структурные исследования проводились методом ПЭМ с использованием микроскопа Philips EM-420. Спектры ФО регистрировались при комнатной температуре методом фотомодуляционной ИК Фурье-спектроскопии с помощью экспериментальной установки на базе ИК Фурье-спектрометра Vertex 80 [146]. Измерения ФЛ проводились на той же установке с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла.

Следует отметить, что образцы со вставками в МБС толщиной 1 нм по своим структурным и оптическим свойствам практически не отличались от реперного образца, что свидетельствует о малом уровне упругих механических напряжений, вводимых в МБС. В связи с этим более детально исследовались образцы со вставками толщиной 5 нм.

| |
|---|
| $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, 200 нм |
| $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$, 6 нм |
| QW InAs, 4 нм |
| InSb, 1 МС |
| QW InAs, 4 нм |
| $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$, 6 нм |
| $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, 200 нм |
| $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ МБС $x = 0.05-0.87$ 1350 нм |
| GaAs, 200 нм |
| GaAs (001) подложка |

Рисунок 43 — Конструкция реперного образца А – метаморфной гетероструктуры $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$

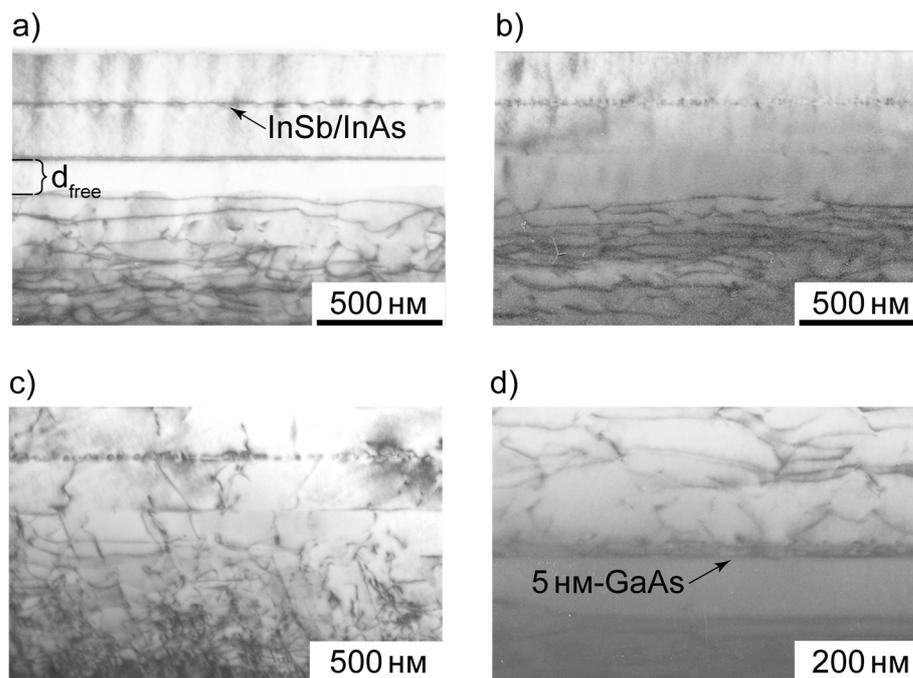


Рисунок 44 — Светлопольные ПЭМ-изображения активной области и верхней части МБС, полученные для образцов *A* (a), *B* (b), *C* (c) в геометрии поперечного сечения. Для образца *B* также приведено изображение области МБС, включающей вставку GaAs (d)

Исследования, проведённые методом ПЭМ, показали, что в МБС образцов *A* и *B* наблюдается характерное для него распределение дислокаций по толщине (см. Рисунок 44a, b). Кроме того, в верхней части МБС присутствует участок с малой плотностью дислокаций (область d_{free}), толщина которого в образце *B* ($d_{\text{free}} = 0.21$ мкм) несколько больше, чем в образце *A* ($d_{\text{free}} = 0.19$ мкм). Следует отметить, что в образце *C* такая область полностью отсутствует, а высокая плотность дефектов сохраняется и в активной области (см. Рисунок 44c) [A11].

На Рисунке 45 представлены спектры ФЛ исследованных структур, полученные при температурах 12 и 300 К. Линия излучения с энергией $E_{\text{InSb}} \sim 0.4$ эВ при $T = 12$ К и $E_{\text{InSb}} \sim 0.35$ эВ при $T = 300$ К соответствует оптическим межзонным переходам e_1-hh_1 (с электронного уровня размерного квантования в КЯ InAs на уровень дырок в монослойной вставке InSb) [A4, A7, A12]. Линия излучения меньшей интенсивности с энергией $E_{\text{InAlAs}} \sim 0.8$ эВ, присутствующая на низкотемпературных ($T = 12$ К) спектрах ФЛ (Рисунок 45a), соответствует излучению из верхней бездислокационной области МБС (d_{free}) [A4].

Интенсивность линии с энергией E_{InSb} в образце *C* почти на порядок величины меньше, чем в образцах *A* и *B*. Это хорошо согласуется с высокой плотностью ПД в активной области образца *C*, наблюдаемой на ПЭМ-изображении (Рисунок 44c). Следует также отметить, что интенсивность оптического перехода в образце *B* при комнатной температуре почти в 2 раза

превышает интенсивность соответствующего перехода в реперном образце *A* (Рисунок 45*b*). При этом, низкотемпературные спектры ФЛ образцов *A* и *B* практически не отличаются между собой (Рисунок 45*a*).

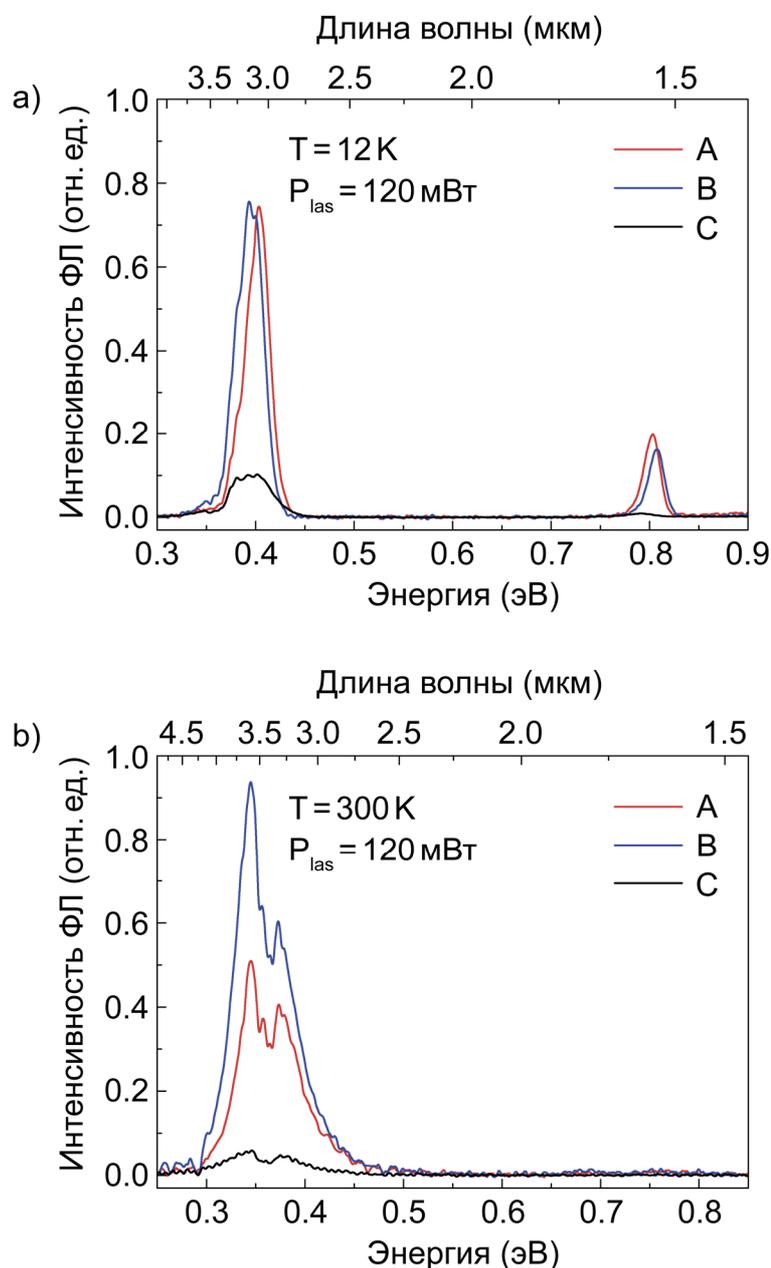


Рисунок 45 — Спектры ФЛ метаморфных гетероструктур *InSb/InAs/InGaAs/InAlAs*, различающихся конструкцией МБС (образцы *A*, *B* и *C*), при температурах 12 К (*a*) и 300 К (*b*).

Раздвоенный пик ФЛ при 300 К обусловлен поглощением паров воды ($\lambda \sim 3.4\text{ μm}$)

Более интенсивная ФЛ образца *B* по сравнению с образцом *A* при комнатной температуре объясняется большей энергией локализации дырок (E_{loc}) во вставке InSb в первом случае, а также меньшей плотностью ПД в активной области. Последнее косвенно подтверждается большей толщиной бездислокационной области (d_{free}) в верхней части МБС образца *B* (Рисунок 44b). Увеличение E_{loc} может быть вызвано изменением баланса и величины упругих механических напряжений в активной области, возникающим в результате введения в МБС сильно рассогласованного по параметру решётки слоя GaAs. Действительно, в случае образца *B* на ПЭМ-изображении МБС (Рисунок 44d) наблюдается область толщиной ~ 100 нм с резко пониженной плотностью дислокаций, расположенная непосредственно под вставкой GaAs. Аналогия с областью d_{free} позволяет предположить, что тонкий слой GaAs работает как эффективная обратная ступень, создающая промежуточную ВП и приводящая к аккумуляции дополнительных механических напряжений сжатия в области МБС, расположенной непосредственно под слоем GaAs. Релаксация упругих механических напряжений в верхней части МБС образца *B* происходит уже относительно этой промежуточной ВП. В свою очередь, вследствие меньшего рассогласования параметров решётки это приводит к меньшей плотности ДН и ПД в активной области, а также к большей величине остаточных упругих напряжений в верхней уширенной области d_{free} . Кроме того, поскольку ПД пронизывают все слои активной области, степень релаксации упругих механических напряжений в каждом из слоёв этого образца также уменьшается, приводя к возрастанию в них величины упругих напряжений независимо от их знака (сжатие/растяжение).

Была проведена теоретическая оценка влияния упругих механических напряжений в исследуемых структурах на энергию локализации дырок во вставке InSb/InAs. Сдвиги дна зоны проводимости, а также положения подзон тяжёлых и лёгких дырок, обусловленные упругими напряжениями растяжения в слоях $In_{0.63}Ga_{0.37}As$ и напряжениями сжатия в InSb и InAs, рассчитывались по модели [134] в предположении полубесконечных упруго ненапряжённых ограничивающих слоёв $In_{0.75}Al_{0.25}As$. Расчёт уровней размерного квантования в ультратонкой вставке InSb и КЯ InAs/InGaAs производился путём численного решения уравнения Шрёдингера. Проведённая оценка показала, что учёт упругих напряжений приводит к сильному увеличению энергии локализации дырок (E_{loc}) во вставке InSb/InAs с 85 до 125 мэВ.

Для экспериментальной оценки величины E_{loc} был использован метод фотомодуляционной инфракрасной Фурье-спектроскопии отражения [122], апробированный на многопериодных InSb/InAs структурах со вставками InSb субмонослойной толщины [147]. Типичный для исследованных структур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs спектр ФО с указанием характерных особенностей представлен в верхней части Рисунок 46.

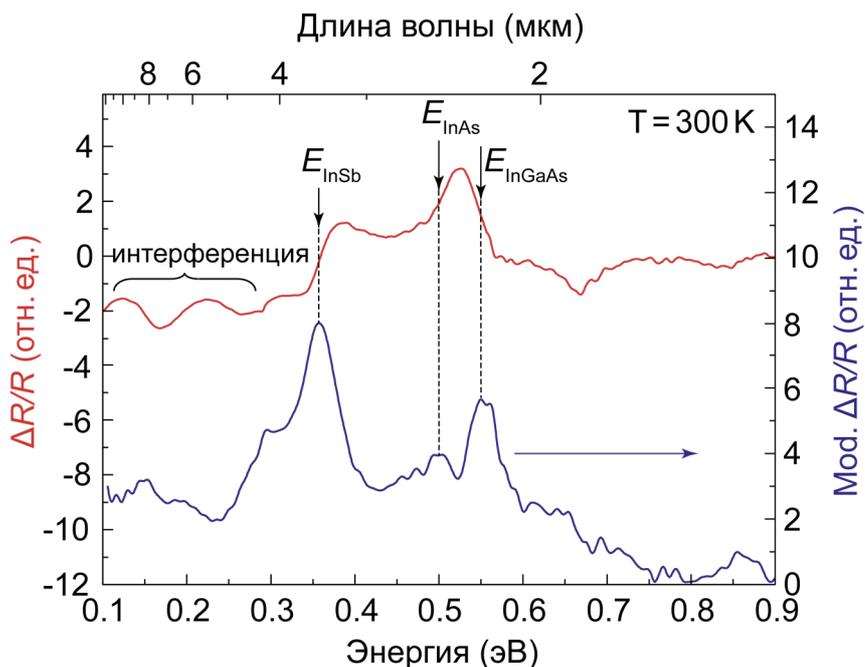


Рисунок 46 — Спектр ФО образца *A*, полученный при комнатной температуре (красный) и результат его преобразования по [123, 124] (синий). Стрелками показаны энергии оптических переходов, определённые по преобразованному спектру.

Поскольку спектр ФО является дифференциальным, то для разделения близкорасположенных спектральных особенностей был задействован метод, описанный в работах [123, 124]. На преобразованном по этому методу спектре (нижняя часть Рисунок 46) энергиям оптических переходов соответствуют максимумы. В Таблице 1 приведены значения энергий переходов в составной КЯ типа II – InSb/InAs/In_{0.63}Ga_{0.37}As (E_{InSb}), в КЯ типа I – InAs/In_{0.63}Ga_{0.37}As (E_{InAs}) и в слое In_{0.63}Ga_{0.37}As (E_{InGaAs}), полученные на основе измерений ФО при 300 К. Кроме того, в Таблице 1 приведены энергии локализации дырок ($E_{\text{loc}} = E_{\text{InAs}} - E_{\text{InSb}}$) во вставке InSb для всех образцов. Следует отметить, что наименьшее отличие экспериментальных значений E_{InAs} и E_{InGaAs} (0.47 и 0.57 эВ, соответственно) от расчётных значений (0.41 и 0.63 эВ, соответственно) для случая упруго ненапряжённых слоёв (степень релаксации – 100 %) наблюдается в образце *C*, в котором по данным ПЭМ наибольшая плотность ПД в активной области (Рисунок 44с). Другими словами, в слоях образца *C* достигается максимальная степень релаксации упругих механических напряжений. Кроме того, пик ФЛ, соответствующий МБС образца *C* с энергией E_{InAlAs} , смещён в длинноволновую сторону по отношению к образцу *A*, что также согласуется с меньшей величиной механических напряжений в образце *C* вследствие большей степени их релаксации. Наибольшее расхождение измеренных данных E_{InAs} и E_{InGaAs} с приведёнными выше расчётными значениями достигается для образца *B* (Таблица 1).

Таблица 1. Параметры энергетического спектра метаморфных гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs, различающихся конструкцией МБС (образцы A, B и C), определённые по спектрам ФО при 300 К, а также расчётные значения без учёта упругих напряжений.

| Образец | E_{InSb} , эВ | E_{InAs} , эВ | E_{InGaAs} , эВ | E_{loc} , эВ |
|-------------------------------------|------------------------|------------------------|--------------------------|-----------------------|
| A | 0.357 | 0.498 | 0.552 | 0.141 |
| B | 0.351 | 0.503 | 0.537 | 0.152 |
| C | 0.363 | 0.472 | 0.565 | 0.109 |
| Расчёт без учёта упругих напряжений | 0.325 | 0.410 | 0.630 | 0.085 |

Это свидетельствует о том, что в исследованной серии структур образец B характеризуется минимальной степенью релаксации упругих механических напряжений в слоях. Как и предполагалось, энергия локализации дырок (E_{loc}) во вставке InSb/InAs образца B превышает соответствующее значение, полученное для образца A. Сдвиг в коротковолновую сторону пика ФЛ с энергией E_{InAlAs} (Рисунок 45a) также свидетельствует об увеличении напряжений сжатия в верхней области d_{free} образца B по сравнению с образцом A.

Таким образом, введение в МБС упругонапряжённой вставки толщиной 5 нм может приводить как к снижению плотности ПД в активной области гетероструктур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs (в случае вставки GaAs), так и к полному нарушению функции МБС как дислокационного фильтра, т.е. к резкому возрастанию плотности ПД и падению на порядок величины интенсивности ФЛ (в случае вставки InAs). Показано, что повышенные упругие механические напряжения в КЯ InSb/InAs/InGaAs, вызванные снижением плотности ПД при использовании вставки GaAs в МБС, приводят к увеличению энергии локализации дырок в InSb и почти двукратному возрастанию интенсивности ФЛ из КЯ InSb/InAs/InGaAs при комнатной температуре.

Глава 5. Стимулированное излучение и электролюминесценция метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As

В настоящей главе рассматриваются волноводные метаморфные гетероструктуры InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001), демонстрирующие стимулированное излучение и ЭЛ в среднем ИК диапазоне 2.0–4.5 мкм. Представлены результаты исследований их оптических свойств, кристаллического совершенства, а также зонной структуры в зависимости от конструкции активной области InSb/InAs/InGaAs.

5.1. Влияние конструкции активной области метаморфных волноводных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As на их электронные, оптические и структурные свойства

Одной из ключевых задач при создании светоизлучающих гетероструктур является оптимизация конструкции их активной области. В данном параграфе рассматриваются электронные, оптические и структурные свойства волноводных метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As (образцы *A*, *B*, *C*, *D* и *E*), отличающихся между собой конструкцией квантоворазмерной активной области InSb/InAs/InGaAs.

Исследуемые структуры выращивались методом МПЭ на подложках GaAs(001) с использованием МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.05\text{--}0.87$) с корневым профилем изменения состава. В качестве ВП использовался слой $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Активная область всех структур содержала субмонослойную вставку InSb, расположенную в центре КЯ InAs (10 нм). В случае образцов *A*, *B*, *C* и *D* по бокам КЯ InAs располагались барьерные слои $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$ (3 нм), состав которых выбирался таким образом, чтобы компенсировать упругие механические напряжения сжатия, вводимые КЯ InAs и вставкой InSb. Функцию волноводных слоёв выполняла короткопериодная СР 10 нм- $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}$ /2 нм- $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Рост структур завершался ограничивающим слоем $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ (200 нм). Образцы *A*, *B* и *C* отличались друг от друга количеством периодов в СР $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, при этом толщина вставки InSb оставалась неизменной и равной 0.7 МС. Полная толщина СР составляла 116, 356 и 620 нм для образцов *A*, *B* и *C*, соответственно. Образец *D* отличался от образца *C* только толщиной вставки InSb, которая в случае *D* составляла 1 МС. Отличие конструкции образца *E* от образца *D* заключалось только в отсутствии компенсирующих барьерных слоев $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$. Схематичная зонная диаграмма образцов *A*, *B*,

С и D приведена на Рисунке 47а. Выделенная кругом область обозначает активную область InSb/InAs/InGaAs, в которой реализуются пространственно непрямые оптические межзонные переходы с электронного уровня в КЯ InAs на уровень дырок во вставке InSb. Такой оптический переход (e_1-hh_1) обеспечивает ФЛ структур с длиной волны более 3 мкм [12]. Для удобства восприятия отличительные особенности конструкции всех исследуемых образцов представлены в Таблице 2.

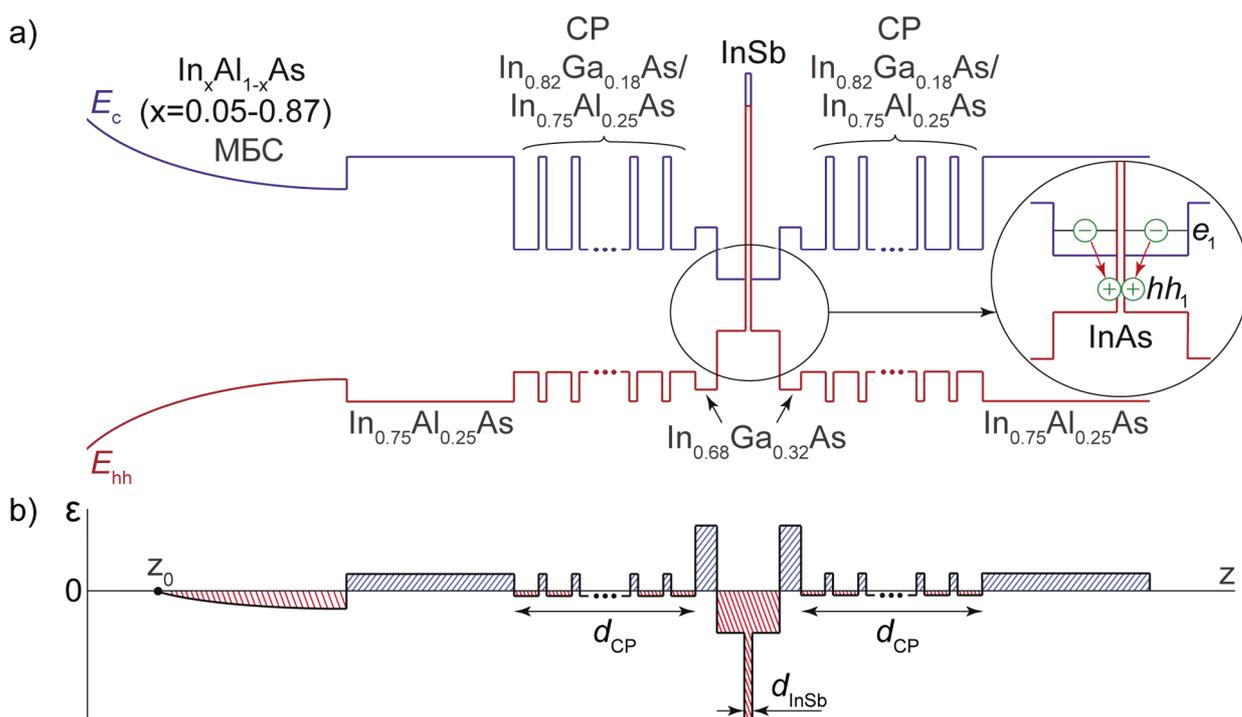


Рисунок 47 — (а) Схематичная зонная диаграмма метаморфных волноводных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As (образцы A, B, C и D), а также профиль распределения упругих механических напряжений в таких структурах (b)

Следует отметить, что использование CP $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ в качестве волновода вместо объёмных слоёв $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}$ обусловлено сложностью получения планарной морфологии поверхности последнего методом МПЭ вследствие повышенной подвижности адатомов In по сравнению с адатомами Ga при используемой температуре роста. Толщины и составы слоёв, образующих CP, выбирались так, чтобы средний эффективный состав волноводного слоя составлял $x = 0.81$ по In. В соответствии с работой [A4] слой InAlAs такого состава является упруго ненапряжённым при условии, что конечный состав «корневого» МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ составляет $x_{\max} = 0.87$. Кроме того, предложенная CP является сбалансированной по

упругим напряжениям, потому как напряжения растяжения, вводимые слоями $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}$, компенсируются напряжениями сжатия, вводимыми слоями $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Распределение упругих механических напряжений вдоль оси роста метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ приведено на *Рисунке 47b*. Профиль упругих механических напряжений для образца *E* не представлен на *Рисунке 47b*, так как отличается от профиля образца *D* лишь отсутствием вклада упругих напряжений растяжения, вводимых барьерными слоями $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$.

Оптические свойства структур исследовались методами спектроскопии ФЛ, Фурье-спектроскопии, а также спектроскопии фотоотражения (ФО). Установка для проведения ФЛ измерений состояла из гелиевого криостата замкнутого цикла (Janis CCS-150) и инфракрасного Фурье-спектрометра (VERTEX 80) с фотодиодом InSb , охлаждаемым жидким азотом. Спектры ФЛ измерялись при накачке лазерным диодом с длиной волны $\lambda = 809$ нм и диапазоне мощностей накачки 120–150 мВт.

Расчёт зонной диаграммы волноводных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ производился в рамках 8-зонной модели Кейна по методу, описанному в параграфе 3.3.1., учитывая упругие механические напряжения в слоях структур относительно упруго ненапряжённой ВП.

Таблица 2. Отличительные особенности конструкции активной области метаморфных волноводных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ (образцы A, B, C, D и E)

| Образец | d_{CP} , нм | d_{InSb} , МС | $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$ барьерные слои |
|----------|----------------------|------------------------|---|
| <i>A</i> | 58 | 0.7 | + |
| <i>B</i> | 178 | 0.7 | + |
| <i>C</i> | 310 | 0.7 | + |
| <i>D</i> | 310 | 1.0 | + |
| <i>E</i> | 310 | 1.0 | – |

Рассчитанные уровни размерного квантования в активной области $\text{InSb/InAs/In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As/CP}$ приведены на *Рисунке 48*. Было показано, что первый электронный уровень (e_1) расположен в КЯ InAs , в то время как второй электронный уровень (e_2) локализован в ассиметричных КЯ $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As/In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As/In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$ [A13]. Необходимо отметить, что разрешённые состояния в CP $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.32}\text{As/In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ образуют минизону, границы и ширина которой были оценены по методу огибающих волновых функций в приближении бесконечной CP [148]. Первый уровень тяжёлых дырок (hh_1) локализован во вставке InSb , второй (hh_2) и

Расчитанные энергии оптических переходов в активной области InSb/InAs/In_{0.68}Ga_{0.32}As/CP образца *A* хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными значениями, полученными из спектров ФО за исключением перехода со дна минизоны CP (Таблица 3).

Различие экспериментальных и расчётных значений, соответствующих энергии оптического перехода со дна минизоны CP на уровень тяжёлых дырок hh_5 ($MB_{\min}-hh_5$) объясняется тем, что в расчётах не учитывалось конечное число периодов в CP.

Таблица 3. Расчётные значения энергий вероятных оптических переходов в активной области InSb/InAs/In_{0.68}Ga_{0.32}As/CP образца *A* при $T = 300$ К, а также экспериментальные значения, полученные из соответствующего спектра ФО ($T = 300$ К)

| Оптические переходы | Значения энергий, полученные по спектру ФО, эВ | Расчётные значения энергий, эВ |
|---------------------|--|--------------------------------|
| e_1-hh_1 | 0.328 | 0.330 |
| e_1-hh_3 | 0.462 | 0.456 |
| e_2-hh_4 | 0.531 | 0.530 |
| $MB_{\min}-hh_5$ | 0.562 | 0.541 |
| $MB_{\max}-hh_5$ | 0.596 | 0.597 |

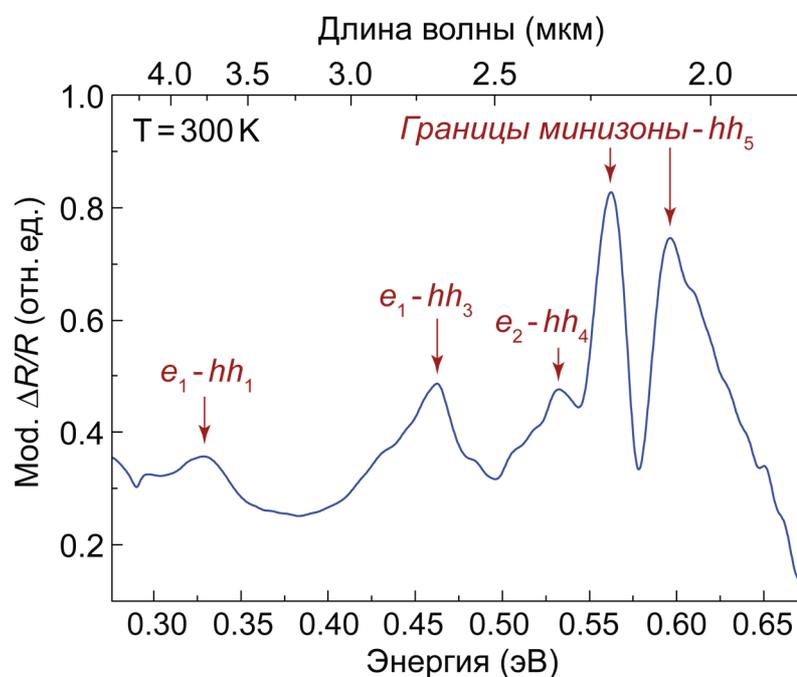


Рисунок 49 — Спектр ФО активной области образца *A*, полученный методом инфракрасной Фурье-спектроскопии и преобразованный в соответствии с [123]. Стрелки указывают рассчитанные положения энергий наиболее вероятных оптических межзонных переходов

Несмотря на то, что результаты расчётов и измерений ФО (Рисунок 49) в случае образца А свидетельствуют о пяти оптических межзонных переходах в активной области, спектр ФЛ (Рисунок 50) содержит лишь один пик, соответствующий переходу e_1-hh_1 . Это объясняется эффективным сбором носителей в КЯ InAs и вставку InSb, а также их быстрой последующей релаксацией на основные состояния. Широкий пик на спектре ФЛ при комнатной температуре (Рисунок 50) при 0.58 эВ наиболее ярко выражен для структуры с наибольшей суммарной толщиной СР InGaAs/InAlAs (620 нм) (образец С) и обусловлен оптическими переходами со дна минизоны СР на уровень дырок hh_5 (см. Рисунок 48). Отсутствие в спектрах ФО (Рисунок 49) и ФЛ (Рисунок 50) пиков, соответствующих переходам e_1-hh_2 и e_2-hh_2 , объясняется в первом случае низкой вероятностью перехода e_1-hh_2 за счёт правил отбора, а во втором – пространственным разделением электронов и дырок. Следует отметить, что при увеличении толщины волноводного слоя ФЛ от активной области метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As смещается в более коротковолновую область, а её интенсивность при комнатной температуре падает. Тем не менее, расчёты зонной структуры и уровней размерного квантования показали, что основной переход e_1-hh_1 в активной области InSb/InAs/In_{0.68}Ga_{0.32}As не зависит от толщины СР. При этом энергия такого перехода составляет 0.330 и 0.375 эВ при комнатной температуре и температуре жидкого гелия, соответственно.

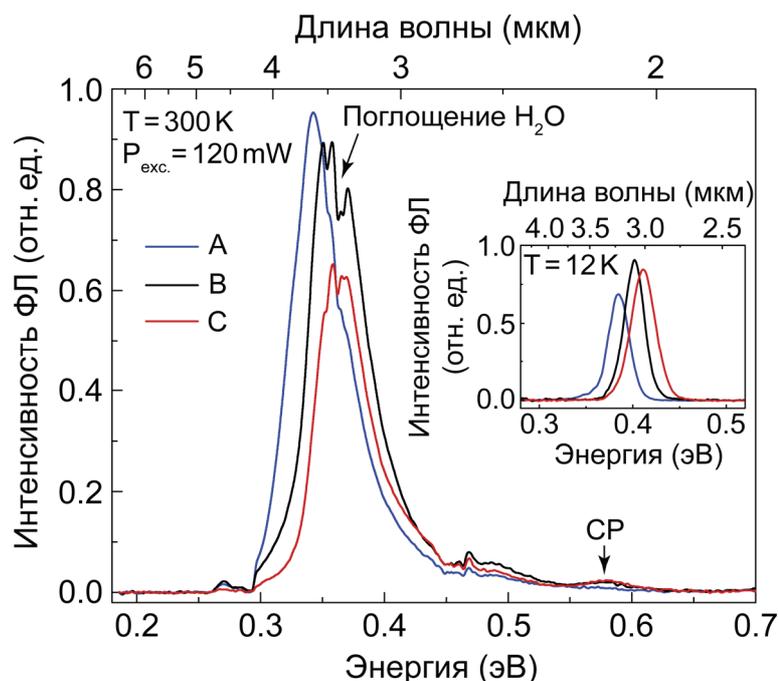


Рисунок 50 — Спектры ФЛ метаморфных гетероструктур с различной суммарной толщиной волноводной СР In_{0.82}Ga_{0.18}As/In_{0.75}Al_{0.25}As при комнатной температуре (образцы А, В и С). На вставке к рисунку показаны спектры ФЛ структур при температуре жидкого гелия

Необходимо отметить, что проверка сходимости результатов расчёта в зависимости от количества используемых плоских волн в разложении при решении уравнения Шрёдингера (см. параграф 3.3.1.) производилась для всех структур, исследуемых в данной диссертационной работе. В частности, для образца *A* результаты расчётов энергии и вероятности оптического перехода e_1-hh_1 в зависимости от количества используемых плоских волн приведены на *Рисунке 51*.

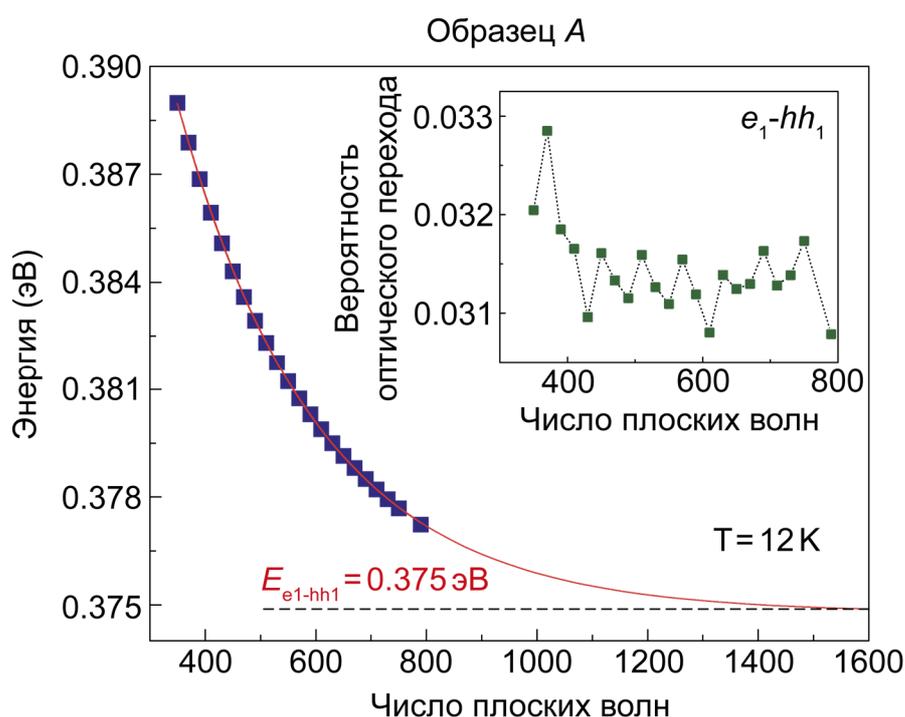


Рисунок 51 — Результаты расчёта энергии основного оптического перехода (e_1-hh_1) для образца *A* ($T = 12 \text{ K}$) в зависимости от количества плоских волн, используемых в разложении при решении уравнения Шрёдингера. Вставка показывает зависимость вероятности оптического перехода e_1-hh_1 от количества используемых плоских волн

Энергия пика ФЛ от активной области образца *A*, который включает волноводную СР наименьшей толщины, хорошо согласуется с соответствующим расчётным значением. В то же время, расчётные значения энергии перехода e_1-hh_1 для образцов *B* и *C* несколько превышают экспериментальные, что объясняется возможной частичной релаксацией упругих механических напряжений, вероятность которой увеличивается с увеличением толщины структуры. Например, разрыв зоны проводимости на границе $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}/\text{InAs}$ в случае упругонапряжённой структуры (степень релаксации упругих напряжений равна 0) на 106 мэВ меньше, чем в случае

упруго ненапряжённой структуры (степень релаксации упругих напряжений равна 100%). Таким образом, при увеличении толщины структур, увеличиваются разрывы зон на интерфейсах $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}/\text{InAs}$, как следствие, увеличивается энергетическая щель между уровнями e_1 и hh_1 , и соответствующая линия ФЛ сдвигается в более коротковолновую область. Кроме того, релаксация упругих механических напряжений в КЯ InAs приводит к уменьшению ширины запрещённой зоны InAs , а следовательно, к уменьшению дырочного ограничения во вставке InSb по сравнению со случаем абсолютно упругонапряжённой структуры. Это означает, что вероятность термического выброса дырок из вставки InSb в КЯ InAs возрастает с увеличением длины волновода. В свою очередь, это приводит к уменьшению интенсивности ФЛ активной области, а также к увеличению вероятности оптических переходов e_1-hh_3 и переходов с минизон СР, что было замечено в случае образцов *B* и *C*. Также релаксация упругих механических напряжений в активной области приводит к увеличению плотности дефектов, а следовательно, и к увеличению вклада безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли-Рида-Холла.

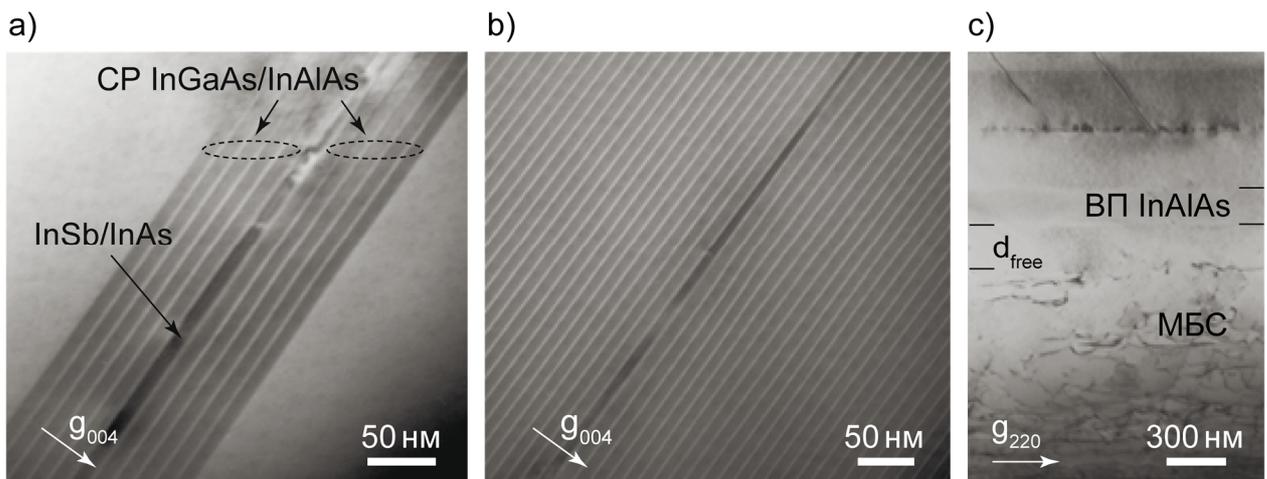


Рисунок 52 — ПЭМ-изображения активной области $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ метаморфных гетероструктур с различной толщиной волноводного слоя в геометрии поперечного сечения: 116 нм – образец *A* (a) и 620 нм – образец *C* (b). (c) ПЭМ-изображение образца *C* в геометрии поперечного сечения при меньшем увеличении.

На Рисунке 52a, b приведены ПЭМ-изображения активной области $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}/\text{CP}$ образцов *A* и *C* в геометрии поперечного сечения. Следует отметить, что в обоих случаях волноводные СР являются однородными, в то время как активная область InSb/InAs содержит точечные дефекты. При этом, в образце *C* также имеются ПД, берущие

начало в активной области InSb/InAs и пронизывающие все вышележащие слои структуры (Рисунок 52с). В образце *A* такие ПД отсутствуют. Возникновение ПД обусловлено процессами минимизации упругой энергии в сильнонапряжённых структурах. Чем больше аккумулированная упругая энергия в активной области, тем больше вероятность релаксации упругих механических напряжений, а следовательно, и образования ДН и ПД. Поэтому в образцах *A* и *B* плотность ПД значительно меньше, чем в образце *C*. Таким образом, результаты, полученные методом ПЭМ, хорошо согласуются с результатами ФЛ исследований (Рисунок 50).

На Рисунке 53 представлены спектры ФЛ метаморфных гетероструктур с компенсирующими барьерными слоями $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$ (образец *D*) и без них (образец *E*). Несмотря на то, что такие структуры обладают близкой интенсивностью ФЛ при температуре жидкого гелия, образец *D* характеризуется вдвое большей интенсивностью ФЛ при комнатной температуре, чем образец *E*. Это объясняется тем, что энергия локализации электронов в КЯ InAs в структуре с барьерами $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$ (11 мэВ) больше, чем в структуре без них (3 мэВ). Следует отметить, что использование барьерных слоёв $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$ также приводит к сдвигу спектра ФЛ в коротковолновую область на 7 и 11 мэВ при комнатной температуре и температуре жидкого гелия, соответственно.

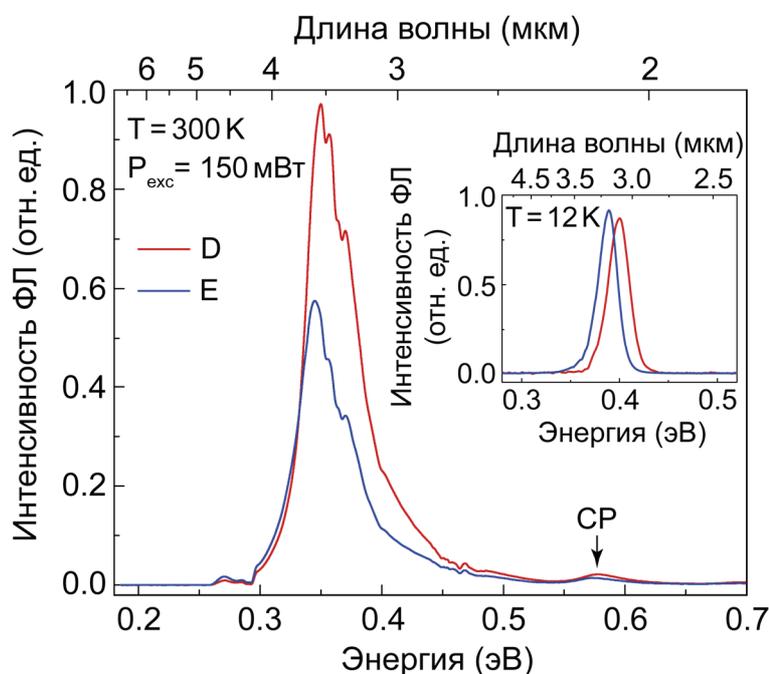


Рисунок 53 — Спектры ФЛ метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ с компенсирующими барьерами (образец *D*) и без них (образец *E*) при комнатной температуре.

На вставке к рисунку показаны спектры образцов *D* и *E* при $T = 12 \text{ K}$

Полученные значения хорошо согласуются с результатами расчётов, которые показали, что сдвиг ФЛ в коротковолновую область обусловлен сдвигом электронного уровня (~ 11 мэВ при $T = 12$ К) в КЯ InAs/In_{0.68}Ga_{0.32}As, в то время как ширина запрещённой зоны InAs и InSb, а также положение уровня размерного квантования тяжёлых дырок в InSb (hh_1) остаются неизменными.

Исследования, проведённые методом ПЭМ, показали, что в активной области структур без компенсирующих барьерных слоев In_{0.68}Ga_{0.32}As (образец *E*) отсутствуют видимые ПД (Рисунок 54), что означает, что их плотность не превышает 10^7 см⁻². В то же время, плотность ПД в структурах с барьерными слоями In_{0.68}Ga_{0.32}As составляет $\sim 10^8$ см⁻² (Рисунок 52с). Однако, как будет показано в параграфе 5.2., только образцы с барьерными слоями In_{0.68}Ga_{0.32}As продемонстрировали стимулированное излучение в среднем ИК диапазоне [A14]. Таким образом, использование таких барьеров, приводящее к увеличению электронного ограничения, является более важным фактором, чем меньшая плотность ПД. Следует отметить, что проблема электронного ограничения в КЯ InAs может быть также решена при использовании упруго растянутых барьерных слоёв InAlAs, которые позволяют реализовать значительно больший разрыв зон на интерфейсе InAs/InAlAs и одновременно малую плотность ПД.

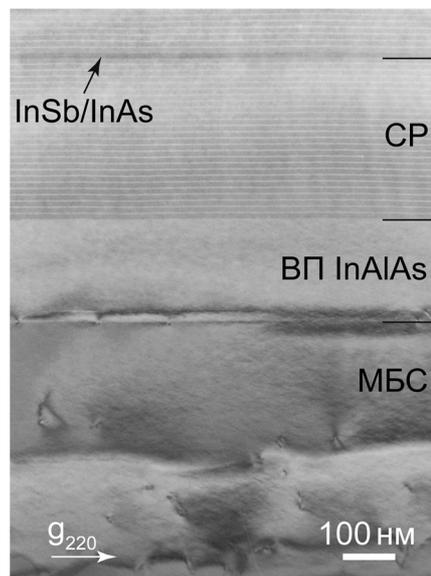


Рисунок 54 — ПЭМ-изображение метаморфной гетероструктуры InSb/InAs/In(Ga,Al)As без компенсирующих барьерных слоёв In_{0.68}Ga_{0.32}As (образец *E*) в геометрии поперечного сечения

5.2. Стимулированное излучение метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As

В данном параграфе представлены результаты исследования стимулированного излучения метаморфных волноводных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As. Основные элементы конструкции таких структур были рассмотрены в параграфе 5.1. Все экспериментальные образцы содержали последовательно, начиная от подложки GaAs(001), буферный слой GaAs (200 нм), МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.05\text{--}0.87$) с корневым профилем изменения состава (1.3 мкм) и активную область, дизайн которой представлял собой модификацию традиционной лазерной гетероструктуры с отдельным оптическим и электронным ограничением (Рисунок 55). Активная область содержала нижний и верхний широкозонные ограничительные слои $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ (200 нм) между которыми находилась волноводная СР InGaAs/InAlAs (620 нм) с расположенной в центре неё составной КЯ InSb/InAs/InGaAs . Формирование ультратонкой (~ 1 нм) вставки InSb в слое InAs суммарной толщиной 10 нм осуществлялось путём выдержки поверхности InAs под потоком Sb при температуре 400°C .

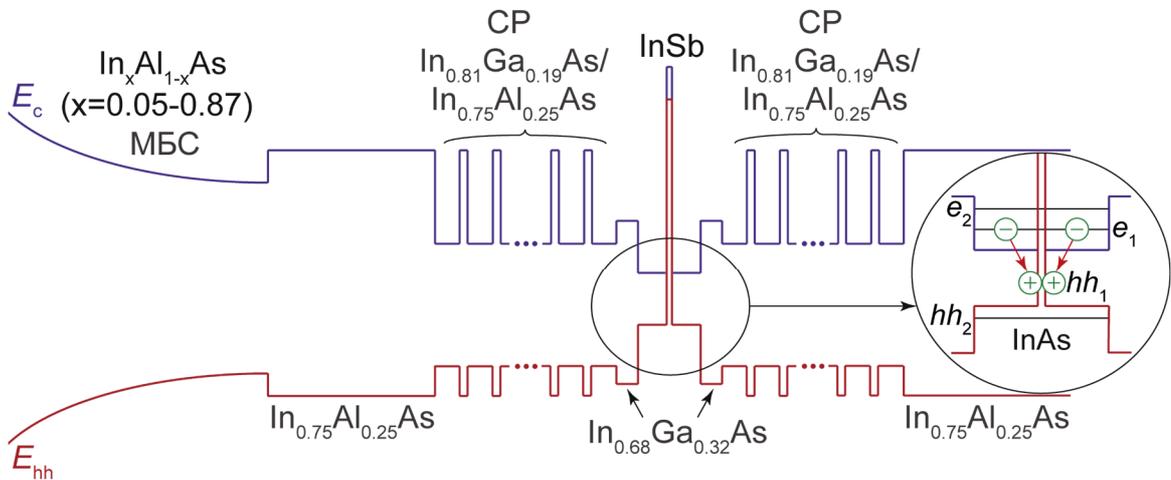


Рисунок 55 — Схематическое изображение зонной диаграммы образца A

Суммарная толщина волноводной СР 10 нм-InGaAs/2 нм-InAlAs выбиралась исходя из условия обеспечения оптического ограничения излучения с длиной волны $\lambda \sim 3.0\text{--}3.5$ мкм. Следует отметить, что использование СР вместо слоя InGaAs постоянного состава позволяет избежать резкого ухудшения морфологии поверхности и возрастания значения RMS, которое в последнем случае достигало 7 нм на площади 10×10 мкм². Состав слоёв, входящих в СР,

выбирался таким образом, чтобы минимизировать в них упругие механические напряжения, принимая во внимание, что при использовании обратной ступени $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ реализуется упруго ненапряжённая ВП [A4]. В данном случае этому условию отвечает СР $\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$.

Была получена серия метаморфных волноводных гетероструктур $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{In}(\text{Ga},\text{Al})\text{As}$, отличающихся между собой только конструкцией волноводного слоя и наличием/отсутствием барьерных слоёв $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$ (см. *Рисунок 55*). В качестве волноводного слоя образца *A* использовалась СР $10 \text{ нм}-\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}/2 \text{ нм}-\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, в то время как в образцах *B* и *C* – СР $10 \text{ нм}-\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}/2 \text{ нм}-\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Таким образом, СР в образцах *B* и *C* со средним эффективным составом по In $x = 0.81$ в целом являлась упруго ненапряжённой в отличие от образца *A*, в котором условие ненапряжённого слоя выполнялось только для слоёв $\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}$. Кроме того, в образцах *A* и *B* КЯ InSb/InAs была ограничена тонкими барьерными слоями $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$. Состав и толщина данных слоёв выбирались таким образом, чтобы скомпенсировать механические напряжения сжатия, вводимые КЯ InSb/InAs , и в то же время не препятствовать эффективному сбору неравновесных носителей из волновода в КЯ. Образец *C* не содержал компенсирующих барьерных слоёв $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$.

Структурные исследования проводились методом ПЭМ с использованием микроскопа Philips EM-420. Спектры спонтанной ФЛ с поверхности были измерены при накачке структур диодным лазером ($\lambda = 809 \text{ нм}$) с мощностью 100 мВт . В качестве детектора был использован InSb фотодиод (Hamamatsu), охлаждаемый жидким азотом. Измерения стимулированного излучения проводились с торца и поверхности структур на Фурье-спектрометре Vertex 80 (Bruker) в режиме пошагового сканирования. Образцы размещались в гелиевом криостате замкнутого цикла. Для накачки образцов применялся импульсный лазер Nd:YAG ($\lambda = 1.064 \text{ мкм}$, длительность импульса $\sim 10 \text{ нс}$), либо параметрический генератор света видимого и ближнего ИК диапазонов LP601 (Solar Laser Systems Минск, диапазон перестройки $\lambda = 0.42\text{--}2.10 \text{ мкм}$, длительность импульса $\sim 10 \text{ нс}$). Накачка и сбор излучения осуществлялись через ZnSe окно. Излучение лазера накачки отсекалось на входе спектрометра Ge фильтром. Для детектирования сигнала использовались фотоприемник HgCdTe (МСТ) и светоделитель KBr .

На *Рисунке 56а, в* представлены ПЭМ изображения образцов *A* и *B* в геометрии поперечного сечения, демонстрирующие планарность эпитаксиальных слоёв и низкую плотность ПД. Тем не менее, исследование образцов методом оптической микроскопии показало, что на поверхности структур помимо характерного *cross-hatch* рельефа присутствуют дефекты в форме канавок глубиной более 100 нм и длиной $1\text{--}50 \text{ мкм}$, вытянутые вдоль направления $[01\text{-}1]$ (*Рисунок 56с, d*). Плотность таких дефектов сильно отличалась в исследуемых структурах, достигая наибольшего значения $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ в образце *C* (*Рисунок 56d*) и наименьшего

значения $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ в образце *A* (Рисунок 56с). Следует отметить, что похожие дефекты, вытянутые вдоль направления $[01-1]$, наблюдались в гетероструктурах $\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}/\text{In}_{0.72}\text{Al}_{0.28}\text{As}$ при наличии в них сильных механических напряжений растяжения [150].

Спектры ФЛ исследуемых структур при температуре 80 К приведены на Рисунке 57. Во всех структурах наблюдается линия спонтанного излучения на длине волны $\sim 3.26 \text{ мкм}$, которая соответствует пространственно непрямым оптическим переходам с электронного уровня в КЯ InAs на дырочный уровень во вставке InSb (e_1-hh_1). Незначительное снижение интенсивности ФЛ образца *B* по сравнению с образцом *A* обусловлено большим разрывом зон на интерфейсах $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}/\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$, препятствующим сбору носителей в активную область InSb/InAs . Следует отметить, что образец *C*, в котором отсутствовали барьерные слои $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$, демонстрирует в 2.5 раза большую интенсивность ФЛ, чем образец *A*. Кроме того, спектры образцов *A* и *B* несколько уширены и содержат по два пика.

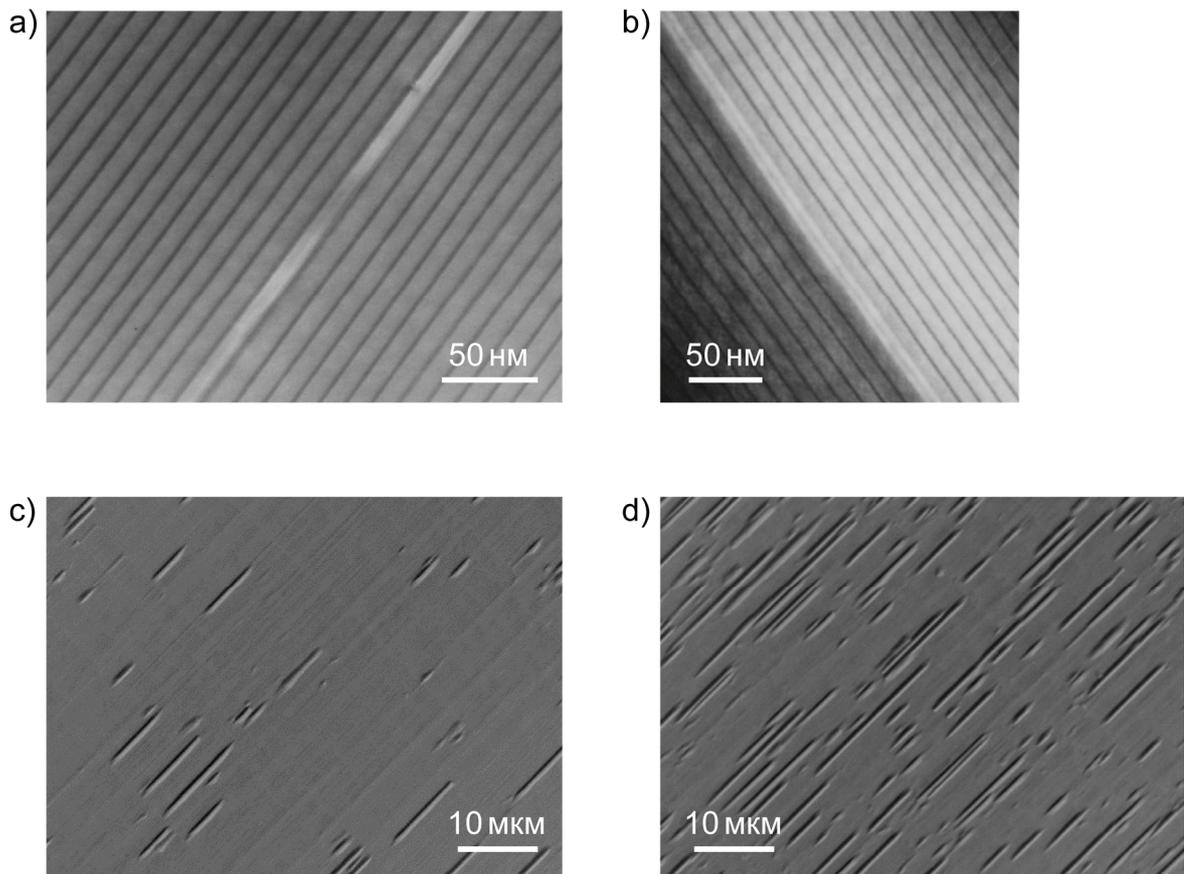


Рисунок 56 — Светлопольные ПЭМ-изображения активной области в геометрии поперечного сечения (*a*, *b*) и изображения поверхности в оптическом микроскопе (*c*, *d*), полученные для образцов *A* (*a*, *c*), *B* (*b*) и *C* (*d*)

Были произведены оценки энергий таких пиков при аппроксимации каждого из них функцией Гаусса. Соответствующие значения приведены в *Таблице 4*. Наиболее длинноволновый пик с энергией E_1 наблюдается во всех структурах, в то время как более коротковолновый пик с энергией E_2 только в образцах *A* и *B*. Кроме того, в образце *B* вклад коротковолнового пика в ФЛ заметно меньше, чем в образце *A*.

Для объяснения особенностей спектров ФЛ образцов *A*, *B* и *C* была проведена теоретическая оценка положения уровней размерного квантования в КЯ InAs с учётом упругих механических напряжений [134]. Расчёт разрывов зон, а также положений подзон тяжёлых и лёгких дырок производился в предположении, что обратная ступень $\Delta x_{\text{In}} \sim 0.06$ соответствует упруго ненапряжённой ВП $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$. Расчёт уровней размерного квантования в ультратонкой вставке InSb в КЯ InAs/InGaAs производился путём численного решения уравнения Шрёдингера.

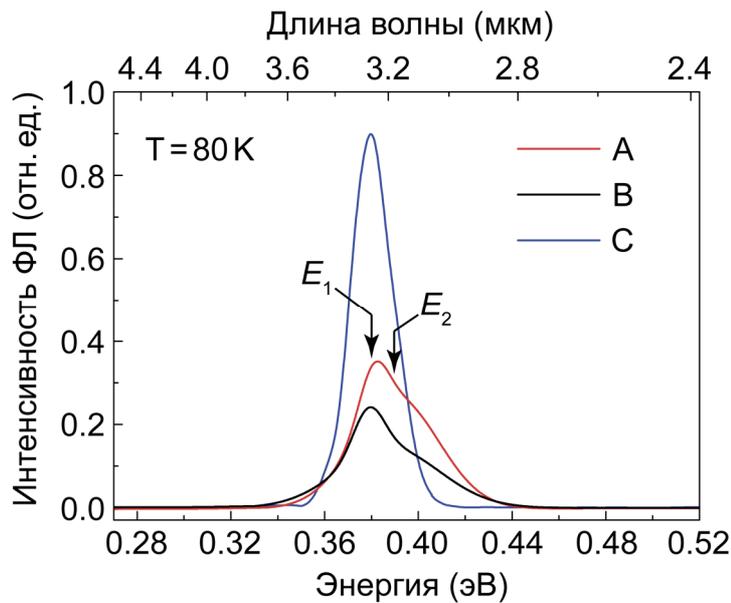


Рисунок 57 — Спектры ФЛ исследованных структур, измеренные при температуре 80 К

Проведённые расчёты показали, что в составной КЯ InSb/InAs/InGaAs образцов *A* и *B* существуют два электронных и два дырочных уровня размерного квантования. Оба электронных уровня (e_1 и e_2) располагаются в InAs, в то время как первый уровень тяжёлых дырок (hh_1) локализован во вставке InSb, а второй (hh_2) – в InAs (см. вставку на *Рисунке 55*). В отличие от образцов *A* и *B*, в КЯ InSb/InAs/InGaAs образца *C* есть только один электронный уровень (e_1). Из сопоставления экспериментальных данных и результатов расчёта следует, что наблюдаемый в спектрах ФЛ пик с энергией E_1 соответствует оптическим переходам e_1-hh_1 , а пик с энергией E_2 в образцах *A* и *B* соответствует переходам e_2-hh_1 , которые становятся разрешёнными в данных

структурах вследствие нарушений правил отбора в асимметричной КЯ InSb/InAs/InGaAs. В свою очередь асимметричность КЯ InSb/InAs/InGaAs возникает вследствие сегрегации Sb в слой InAs, выращиваемый поверх вставки InSb [151].

Таблица 4. Параметры энергетического спектра образцов (E_i), полученные подгонкой спектров ФЛ при температуре 80 К несколькими пиками в виде $I_i \cdot \exp(-(E-E_i)^2/2\sigma^2)$, а также расчётные значения энергий оптических переходов e_1-hh_1 (E_{c1}) и e_2-hh_1 (E_{c2})

| Образец | P_1 | | | E_{c1} , мэВ | P_2 | | | E_{c2} , мэВ |
|----------|-------------|------------------|------------------|----------------|-------------|------------------|------------------|----------------|
| | E_1 , мэВ | σ_1 , мэВ | I_1 , отн. ед. | | E_2 , мэВ | σ_2 , мэВ | I_2 , отн. ед. | |
| <i>A</i> | 380 | 6 | 0.3 | 384 | 390 | 18 | 0.7 | 406 |
| <i>B</i> | 379 | 7 | 0.3 | 384 | 388 | 21 | 0.4 | 405 |
| <i>C</i> | 380 | 9 | 2.3 | 384 | — | — | — | — |

При использовании больших мощностей импульсной накачки (> 21 кВт/см²) спектры ФЛ образцов *A* и *B* существенно изменяются, остаётся лишь узкая линия с энергией 433 мэВ в случае образца *A* (Рисунок 58) и 438 мэВ в случае образца *B*. Следует отметить, что интенсивность данной линии в образце *B* значительно меньше, чем в образце *A* при равной мощности накачки. Ряд признаков, таких как резкий рост интенсивности излучения при увеличении накачки, пороговый характер зависимости интегральной ФЛ от плотности мощности возбуждения (вставка на Рисунок 58а), резкое сужение спектра излучения по сравнению со случаем слабой накачки, позволяет утверждать о реализации стимулированного излучения в данных структурах.

Несмотря на то, что наибольшая интенсивность спонтанной ФЛ при слабом уровне возбуждения была получена в образце *C* (Рисунок 57), данная структура не продемонстрировала стимулированного излучения. При использовании больших значений мощности накачки происходило уширение спектра ФЛ с увеличением мощности, что объясняется большой плотностью протяженных дефектов (Рисунок 56d). Спектры стимулированного излучения регистрировались как с поверхности, так и с торца структур. При этом следует отметить, что при сборе излучения с торца наблюдалась сильная неоднородность сигнала, обусловленная наличием протяженных дефектов (Рисунок 56с, d) в исследуемых структурах и препятствующая получению надёжных данных. Форма спектров спонтанной ФЛ всех структур, а также её интенсивность была неизменной при сканировании по поверхности образцов.

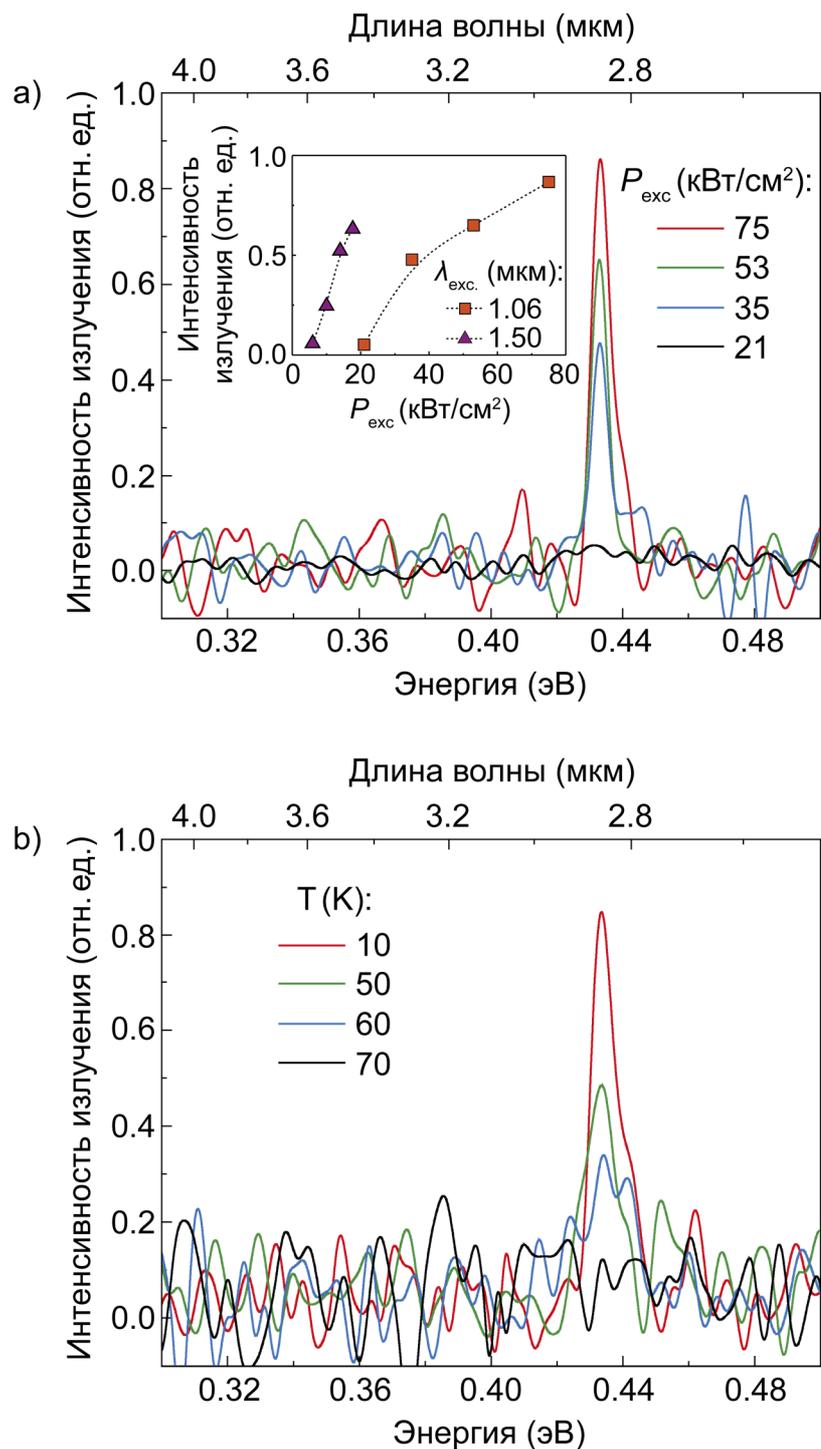


Рисунок 58 — Спектры стимулированного излучения образца А, измеренные при импульсной накачке лазером с $\lambda = 1.064$ мкм: (а) при разных плотностях мощности накачки и температуре 10 К, (б) при разных температурах и плотности мощности накачки 70 кВт/см². На вставке приведены зависимости интегральной интенсивности полосы излучения с энергией 0.428–0.438 эВ от плотности мощности накачки, полученные при накачке структуры лазером с разной длиной волны: 1.064 и 1.5 мкм

В связи с этим, на *Рисунке 58* приведены спектры стимулированного излучения образца *A*, полученные при сборе излучения с его поверхности. Следует отметить, что целенаправленного создания лазерных резонаторов структур не производилось. Таким образом, спектры, представленные на *Рисунке 58*, представляют собой суперлюминесценцию образца *A* из области засветки площадью $\sim 10 \text{ мм}^2$. Стимулированное излучение сохранялось при увеличении температуры вплоть до 60 К при плотности мощности накачки 75 кВт/см^2 (*Рисунок 58b*) [A14].

Помимо линии, соответствующей излучению из составной КЯ InSb/InAs/InGaAs, в спектрах присутствовала более интенсивная коротковолновая линия ($\lambda \sim 1.95 \text{ мкм}$) с энергией $\sim 635 \text{ мэВ}$ (не показанная на *Рисунке 58*), соответствующая излучению из волноводного слоя. Это свидетельствует о недостаточной эффективности сбора неравновесных носителей из волноводного слоя в КЯ. При накачке структур светом с длиной волны $\lambda \sim 1.064 \text{ мкм}$, который поглощается в основном в широкозонном барьерном слое $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, пороговая плотность мощности накачки составила $\sim 20 \text{ кВт/см}^2$, а при накачке светом с длиной волны $\lambda \sim 1.5 \text{ мкм}$ – $\sim 5 \text{ кВт/см}^2$ (вставка на *Рисунке 58a*).

Необходимо отметить, что энергия стимулированного излучения структур превышает энергию, соответствующую пику спонтанной ФЛ. В рассматриваемой системе ответственными за стимулированное излучение могли бы быть переходы e_2-hh_2 в КЯ InAs. Однако, расчёты показали, что энергия таких переходов составляет 520–525 мэВ в зависимости от состава волноводных слоёв, что значительно превосходит экспериментальные данные. Кроме того, близкие значения энергии $\sim 500\text{--}510 \text{ мэВ}$ были получены экспериментально для наблюдаемого одиночного пика ФЛ в подобных метаморфных гетероструктурах с КЯ InAs толщиной 10 нм без вставки InSb. Ранее было показано, что эффект сегрегации Sb приводит к образованию слоя тройного твёрдого раствора вблизи вставки InSb [151], толщина которого при используемой температуре формирования InSb $\sim 400 \text{ }^\circ\text{C}$ составляет 4–5 нм. Наличие такого слоя приводило к появлению пика ФЛ в структурах InSb/InAs на подложках InAs [13], располагающегося выше по энергии на 30–35 мэВ от пика, обусловленного переходами между электронами в InAs и дырками, локализованными в InSb вставке. Таким образом, учитывая эти данные можно заключить, что стимулированное излучение обусловлено переходами e_2-hh_2 в асимметричной КЯ InSb/InAsSb, формирующейся вместо КЯ InAs вследствие сегрегации Sb из вставки InSb.

5.3. Вольт-амперные характеристики и электролюминесценция метаморфных диодных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As

Как было отмечено во Введении, особый интерес представляет создание светодиодов и лазерных диодов с длиной волны излучения более 3 мкм на подложках GaAs. В данном параграфе представлены результаты исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ) и электролюминесцентных (ЭЛ) свойств метаморфных диодных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001). Методом МПЭ были получены три серии таких структур, различающиеся своей конструкцией [B12].

Схематичная зонная диаграмма первой серии (образец *A*) представлена на *Рисунке 59*. Начиная от подложки p-GaAs: Zn, структуры данной серии содержали МБС p-In_xAl_{1-x}As: Be ($x = 0.05-0.87$) с корневым профилем изменения состава (1350 нм), ограничивающий слой In_{0.75}Al_{0.25}As: Be (200 нм), выполняющий роль ВП, активную область – СР 10 нм-In_{0.82}Ga_{0.18}As/ 2 нм-In_{0.75}Al_{0.25}As суммарной толщиной 600 нм, в центре которой располагалась КЯ InAs (10 нм) типа I с монослойной (~ 1 МС) вставкой InSb типа II. В качестве верхнего ограничивающего слоя использовался тройной твёрдый раствор n-In_{0.75}Al_{0.25}As: Si (200 нм), поверх которого выращивалась четырёхпериодная СР n-In_{0.82}Ga_{0.18}As: Si/n-In_{0.75}Al_{0.25}As: Si (20 нм) и контактный слой n-In_{0.75}Ga_{0.25}As: Si (500 нм). Толщина слоёв In_{0.82}Ga_{0.18}As: Si и n-In_{0.75}Al_{0.25}As: Si, составляющих верхнюю СР, изменялась каждый период с шагом в 1 нм, начиная со значений 1 и 4 нм, и заканчивая значениями 4 и 1 нм, соответственно, с целью уменьшения потенциального барьера для инжектируемых электронов. Легирование слоёв составляло $p \sim 10^{19}-10^{18} \text{ см}^{-3}$ для МБС, $p \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для ВП (нижнего ограничивающего слоя) In_{0.75}Al_{0.25}As: Be, $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для верхнего ограничивающего слоя In_{0.75}Al_{0.25}As: Si и СР In_{0.82}Ga_{0.18}As: Si/In_{0.75}Al_{0.25}As: Si, $n \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для контактного слоя In_{0.75}Ga_{0.25}As: Si. Активная область в виде КЯ InSb/InAs и СР 10 нм-In_{0.82}Ga_{0.18}As/2 нм-In_{0.75}Al_{0.25}As преднамеренно не легировалась. Составы слоёв, составляющих СР In_{0.82}Ga_{0.18}As: Si/In_{0.75}Al_{0.25}As: Si выбирались таким образом, чтобы соответствующий средневзвешенный параметр решётки соответствовал упруго ненапряжённому слою.

Вторая серия структур (образец *B*) отличалась от первой серии (образец *A*) лишь толщиной вставки InSb $d_{\text{InSb}} \sim 0.7 \text{ МС}$. В свою очередь, третья серия (образец *C*) отличалась от первой составом слоёв, составляющих СР, – In_{0.83}Ga_{0.17}As/In_{0.75}Al_{0.25}As, а также степенью легирования МБС InAlAs: Be и контактного слоя In_{0.75}Ga_{0.25}As: Si, которые составляли $p \sim 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $n \sim 4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, соответственно.

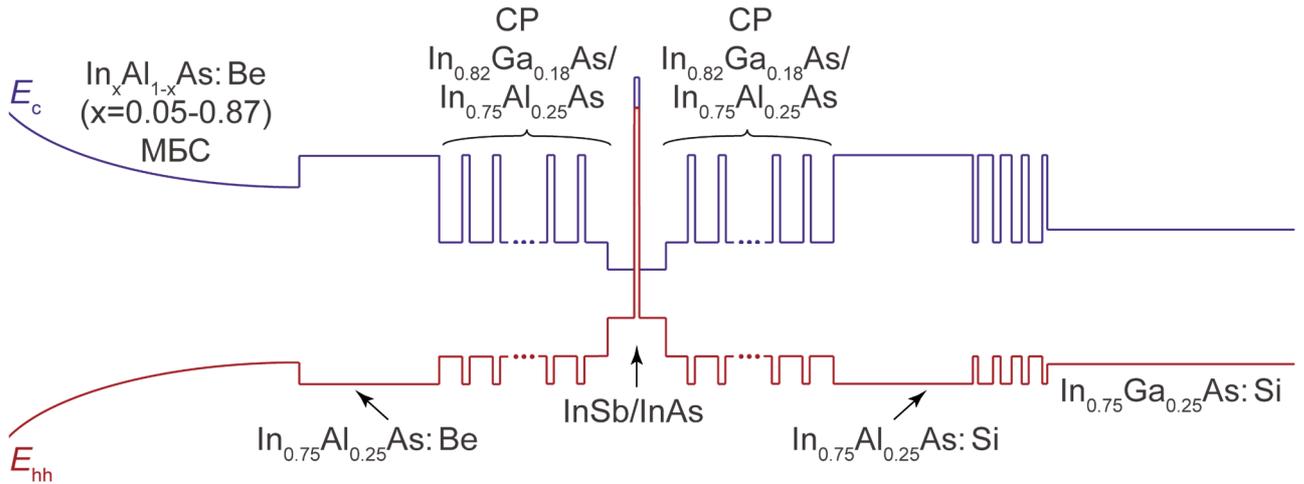


Рисунок 59 — Схематичная зонная диаграмма метаморфной светодиодной гетероструктуры $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$, выращенной на $p+\text{GaAs}$ (образец A)

Исследования люминесцентных свойств структур проводились методами спектроскопии ФЛ и ЭЛ при температурах 80 и 300 К. Кроме того, были проведены измерения вольт-амперных и ватт-амперных характеристик структур. Подготовка образцов к измерениям заключалась в уменьшении толщины подложки $p\text{-GaAs:Zn}$ с 350 до 100 мкм и изготовлении мез диаметром ~ 350 мкм для уменьшения токов утечки при измерениях. Спектры ФЛ и ЭЛ регистрировались фотодиодом на основе InSb , охлаждаемым жидким азотом. ЭЛ измерения проводились в импульсном режиме при длительности импульсов тока, пропускаемого через образцы, $\tau = 30\text{--}500$ мкс при частоте $f = 500$ Гц.

ВАХ образцов B и C , полученные в широком диапазоне приложенных напряжений (от -4 до 4 В при температуре жидкого азота и от -2.0 до 1.5 В при комнатной температуре) представлены на *Рисунке 60*. Следует отметить, что ВАХ образцов A и B практически совпадают в силу незначительного отличия конструкции структур, заключающегося в толщине InSb вставки. Поэтому на *Рисунке 60* ВАХ образца A отсутствует.

По обратным ветвям ВАХ структур было установлено, что наименьшие значения тока утечки достигаются в образцах A и B и составляют 0.8 и 13 мА ($U = -2$ В) при температуре 80 и 300 К, соответственно. Более высокие значения тока утечки в образце C , которые составляют 22 и 98 мА ($U = -2$ В) при 80 и 300 К, соответственно, объясняются большей плотностью дефектов в данной структуре по сравнению с образцами A и B . В свою очередь, повышенная плотность дефектов в образце C , по всей видимости, обусловлена процессами релаксации упругих механических напряжений в волноводной CP $\text{In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ толщиной 620 нм, средневзвешенный параметр решётки которой соответствует упруго сжатому слою.

По прямым ветвям ВАХ были определены напряжения отсечки метаморфных диодных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$, характеризующие энергетические барьеры при протекании тока. Полученные значения составили 3.1 В (образцы *A* и *B*), 1.88 В (образец *C*) при температуре 80 К и 0.47 В (образцы *A* и *B*), 1.15 В (образец *C*) при 300 К. Следует отметить, что данные значения превышают напряжения отсечки традиционных диодных структур с КЯ InAs ($\sim 0.2\text{--}0.4$ В [152–154]). Это объясняется большими разрывами зон на интерфейсах подложка $p\text{-GaAs:Zn/МБС } p\text{-In}_{0.05}\text{Al}_{0.95}\text{As:Ве}$ и барьерный слой $n\text{-In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As:Si/контактный слой } n\text{-In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As:Si}$, значения которых при температуре 80 К составляют $\Delta U_c = 0.892$ эВ, $\Delta U_{hh} = 0.574$ эВ и $\Delta U_c = 0.126$ эВ, $\Delta U_{hh} = 0.196$ эВ, соответственно. Меньшие напряжения отсечки образца *C* по сравнению с образцами *A* и *B* обусловлены уменьшением высоты барьера Шоттки на границе металл-полупроводник за счёт большей степени легирования контактных слоёв.

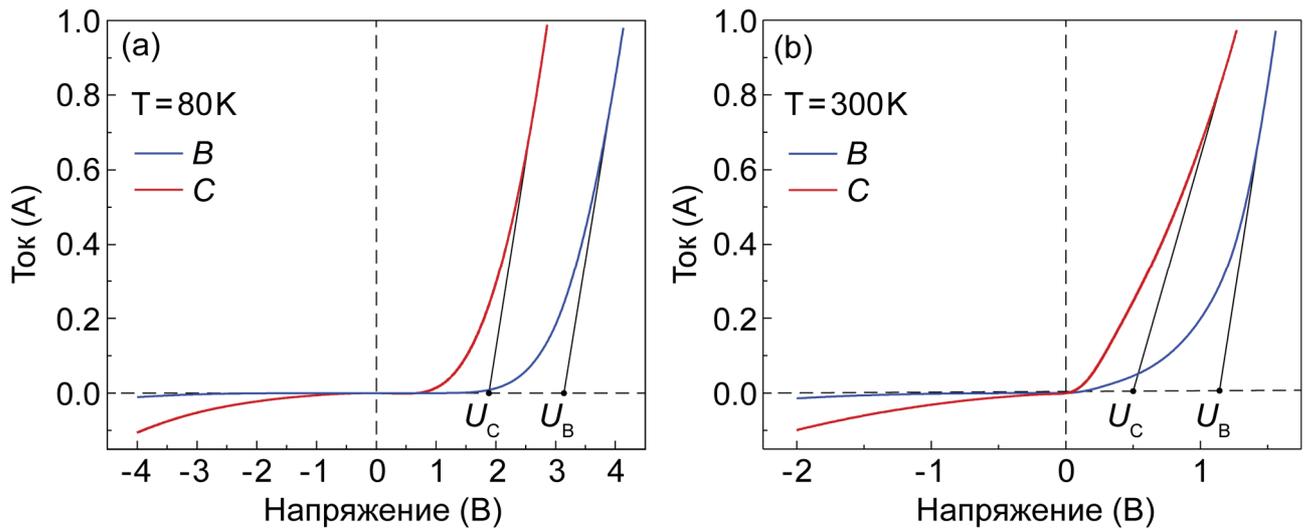


Рисунок 60 — ВАХ второй (образец *B*) и третьей (образец *C*) серии метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ при $T = 80$ К (а) и 300 К (б)

Спектры ЭЛ исследуемых структур содержат ярко выраженный пик с длиной волны излучения вблизи 3.2 (Рисунок 61а) и 3.7 мкм (Рисунок 61б) при температуре 80 и 300 К, соответственно, обусловленный пространственно непрямыми оптическими переходами с электронного уровня размерного квантования в КЯ InAs на уровень тяжёлых дырок во вставке InSb. Образцы *A* и *C* демонстрируют наиболее длинноволновую ЭЛ, максимум интенсивности которой достигается на длине волны 3.25 и 3.77 мкм при 80 и 300 К, соответственно [В12]. Это

объясняется толщиной вставки InSb, которая в образцах *A* и *C* составляет 1 МС. При уменьшении толщины вставки в образце *B* до 0.7 МС дырочный уровень «выталкивается» из неё, тем самым приводя к сдвигу ЭЛ в более коротковолновую область. Тем не менее, образец *B* продемонстрировал ЭЛ на длине волны более 3 мкм с пиком интенсивности при 3.06 и 3.57 мкм при 80 и 300 К, соответственно. Следует отметить, что толщина вставки InSb также влияет на интенсивность ЭЛ. Так, например, образец *A* обладает более яркой ЭЛ при температуре жидкого азота, чем образец *B* за счёт более сильного дырочного ограничения. Слабая интенсивность ЭЛ образца *C* связана с релаксацией упругих напряжений сжатия в волноводной СР $\text{In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$, которая приводит к увеличению плотности дефектов в активной области, и, следовательно, к увеличению вклада безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Наиболее длинноволновый пик вблизи 4 мкм, имеющийся в спектре ЭЛ каждой из исследуемых структур, соответствует второму порядку излучения от верхнего контактного слоя $\text{n-In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}:\text{Si}$ толщиной 500 нм. При комнатной температуре интенсивности ЭЛ всех исследуемых структур практически идентичны [B12].

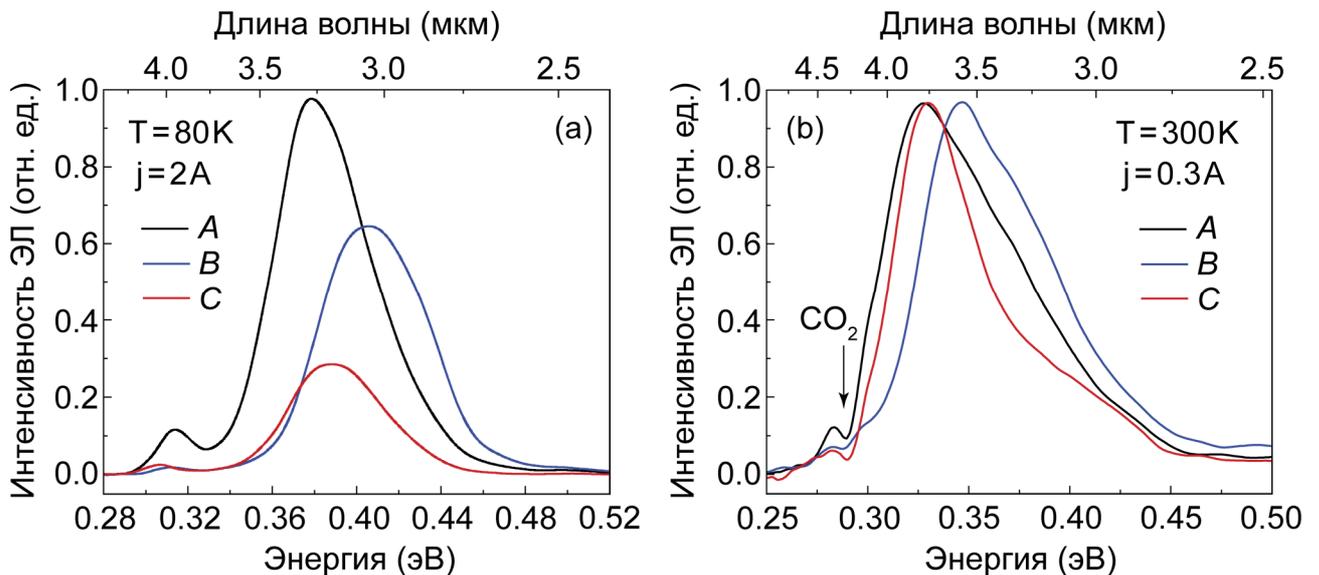


Рисунок 61 — Спектры ЭЛ образцов *A*, *B* и *C* при $T = 80\text{ K}$ (a) и 300 K (b)

Были получены спектры ФЛ всех исследуемых структур при температуре жидкого азота (Рисунок 62). Коротковолновый пик вблизи 2 мкм соответствует верхнему контактному слою $\text{n-In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}:\text{Si}$, в то время как пики с длиной волны более 3 мкм (3.3 мкм – образцы *A* и *C*, 3.1 мкм – образец *B*) – активной области InSb/InAs, что хорошо согласуется с данными ЭЛ измерений. Отличительной особенностью ФЛ исследуемых структур от соответствующих

результатов ЭЛ измерений является меньшая интенсивность ФЛ активной области образца *A* по сравнению с образцом *B*, что по всей видимости, объясняется большей дефектностью верхнего барьерного слоя $n\text{-In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As:Si}$ образца *A* и, соответственно, большим вкладом безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда в этом слое, рождаемых при оптической накачке.

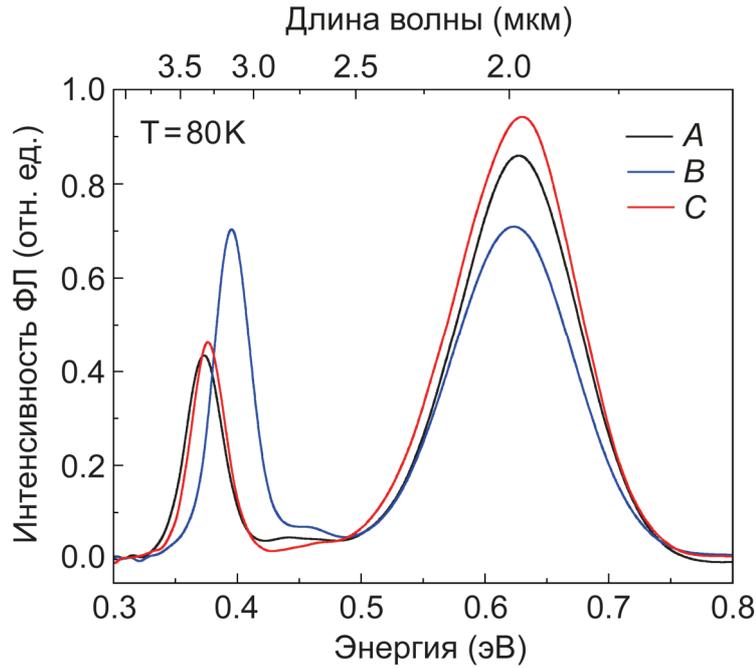


Рисунок 62 — Спектры ФЛ метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ при $T = 80\text{ K}$

По ватт-амперным характеристикам было показано, что интенсивность ЭЛ от активной области InSb/InAs образца *A* спадает при изменении температуры от 80 к 300 К лишь в 17 раз, что свидетельствует о перспективе использования таких структур как активных элементов в светодиодах и лазерах среднего ИК диапазона (2.0–4.5 мкм) на подложках GaAs.

Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы были получены следующие результаты:

1. Разработан метод отжига подложек GaAs, позволяющий получать рекордно низкую шероховатость поверхности со значением $RMS = 0.15$ нм на площади 10×10 мкм².
2. Показано, что МБС InAlAs толщиной до 1.4 мкм с корневым профилем изменения состава, выращиваемый методом МПЭ на подложках GaAs(001), позволяет получать втрое меньшую плотность протяжённых дефектов в упруго ненапряженной ВП $In_xAl_{1-x}As$ с $x \geq 0.7$ ($(5 \pm 2) \cdot 10^7$ см⁻²), чем МБС с линейным профилем изменения состава такой же толщины, выращенный в тех же МПЭ условиях.
3. Разработан двухстадийный режим МПЭ роста МБС InAlAs толщиной до 1.4 мкм с корневым профилем изменения состава, позволяющий получать на подложках GaAs(001) слои $In_xAl_{1-x}As$ с $x \geq 0.7$, а также квантоворазмерные гетероструктуры InSb/InAs/In(Ga,Al)As на его основе с рекордно низкой шероховатостью поверхности 0.7 и 2.4 нм, соответственно (10×10 мкм²).
4. Разработан комбинированный метод структурного анализа, включающий построение карт рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве в сочетании с данными локальной электронной дифракции, позволяющий послойно анализировать релаксацию упругих напряжений в метаморфных гетероструктурах.
5. Показано, что релаксация упругих напряжений в МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава осуществляется посредством двух механизмов: образования ортогональной сетки дислокаций несоответствия и разориентации кристаллической решетки МБС относительно подложки GaAs(001), что снижает плотность образующихся протяжённых дефектов.
6. Методом МПЭ на подложках GaAs(001) с использованием МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава реализованы квантоворазмерные гетероструктуры с уникальной сбалансированной по упругим напряжениям активной областью, представляющей собой субмонослойную вставку InSb/InAs типа II, расположенную в КЯ InAs/InGaAs типа I, излучающей в среднем ИК диапазоне 2.0–4.5 мкм с внутренней квантовой эффективностью 90 ± 5 % при 10 К.
7. Проведенные расчеты энергетического спектра метаморфных гетероструктур InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs различной конструкции с учётом упругих механических

напряжений в рамках 8-зонной модели Кейна экспериментально подтверждены методом Фурье-спектроскопии фотоотражения в среднем ИК диапазоне.

8. Определено значение обратной ступени $\Delta x_{\text{In}} = 0.06$ в случае МБС InAlAs с корневым профилем изменения состава, при котором реализуется упруго ненапряжённая виртуальная подложка $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ при $x \geq 0.7$.
9. Показано, что одиночный упруго растянутый слой GaAs толщиной 5 нм, вставленный в МБС $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава при $x = 0.37 \pm 0.02$, играет роль дополнительной обратной ступени и позволяет снизить плотность протяжённых дефектов в виртуальной подложке InAlAs до значения $< 10^7 \text{ см}^{-2}$.
10. Установлено, что максимальное значение ВКЭ метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001)}$, излучающих в среднем ИК диапазоне 2.0–4.5 мкм, составляет $5 \pm 0.5 \%$ при комнатной температуре и достигается при значении обратной ступени $\Delta x_{\text{In}} = 0.08\text{--}0.10$.
11. Установлено, что основной причиной гашения ФЛ метаморфных гетероструктур $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs(001)}$, излучающих в среднем ИК диапазоне 2.0–4.5 мкм, является тепловой выброс дырок с энергетического уровня в субмонослойной вставке InSb в КЯ InAs , через имеющиеся в ней акцепторные уровни.
12. На подложках GaAs: Zn p-типа методом МПЭ реализованы метаморфные светодиодные гетероструктуры $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$, демонстрирующие электролюминесценцию в диапазоне 3.1–3.8 мкм, интенсивность которой спадает от температуры жидкого азота к комнатной лишь в 17 раз.
13. На полуизолирующих подложках GaAs(001) методом МПЭ получены метаморфные гетероструктуры $\text{InSb/InAs/In(Ga,Al)As}$ с сверхрешёточным волноводом InGaAs/InAlAs , демонстрирующие стимулированное излучение в среднем ИК диапазоне (2.8–3.0 мкм) вплоть до 60 К с пороговой плотностью мощности $\sim 5 \text{ кВт/см}^2$.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность и искреннюю благодарность своему научному руководителю – *Сергею Викторовичу Иванову* за постановку задачи, широкие предоставленные возможности в проведении научных исследований, ценные советы, продуктивные обсуждения и постоянную поддержку на протяжении всего процесса работы над диссертацией.

Выражаю огромную благодарность своим старшим коллегам: *Виктору Алексеевичу Соловьеву* – за помощь в проведении ростовых процессов методом молекулярно-пучковой эпитаксии и конструктивные обсуждения полученных результатов; *Олегу Сергеевичу Комкову* – за организацию оптических исследований метаморфных гетероструктур, полученных в ходе данной работы, плодотворные обсуждения, а также разработку уникального экспериментального метода – фотомодуляционной ИК фурье-спектроскопии отражения, позволяющего исследовать зонную структуру квантоворазмерных гетероструктур; *Дмитрию Дмитриевичу Фирсову* – за проведенные оптические исследования структур; *Павлу Николаевичу Брункову* – за исследования морфологии поверхности образцов методом атомно-силовой микроскопии; *Демиду Александровичу Кириленко* – за исследования метаморфных гетероструктур методом локальной электронной дифракции, реализованном в просвечивающем электронном микроскопе; *Марине Владимировне Байдаковой* и *Марии Александровне Яговкиной* – за исследования структур рентгенодифракционными методами, включая карты рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве; *Алле Алексеевне Ситниковой* – за проведенные исследования структур методом просвечивающей электронной микроскопии; *Алексею Дмитриевичу Андрееву* (Amodelling Solutions Ltd., Guildford, UK) за предоставление программного обеспечения для расчёта энергетического спектра квантоворазмерных гетероструктур; *Максиму Анатольевичу Ременному* – за электролюминесцентные исследования полученных метаморфных диодных гетероструктур; *Сергею Вячеславовичу Морозову* и *Константину Евгеньевичу Кудрявцеву* (Институт физики микроструктур РАН) – за исследования стимулированного излучения метаморфных волноводных гетероструктур. Кроме того, выражаю благодарность *Никите Андреевичу Фоминых* – за разработку программного обеспечения, позволяющего исследовать механизмы релаксации упругих напряжений в метаморфных гетероструктурах в течение их МПЭ роста по анализу картины дифракции быстрых отраженных электронов и *Дмитрию Вячеславовичу Побату* – за существенный вклад в разработку программного обеспечения, позволяющего моделировать распределение дислокаций несоответствия вдоль оси роста метаморфных гетероструктур. Выражаю искреннюю благодарность всем сотрудникам

лаборатории квантоворазмерных гетероструктур и лаборатории оптики кристаллов и гетероструктур с экстремальной двумерностью, в которых выполнялась диссертационная работа, за доброжелательное отношение и плодотворные обсуждения полученных результатов.

Особую благодарность выражаю своим родителям за поддержку и веру в меня на протяжении всей моей научно-исследовательской деятельности, основные результаты которой и составили настоящую диссертацию.

Список сокращений и условных обозначений

| | |
|--------|---|
| ИК | инфракрасный |
| СД | светодиод |
| ЛД | лазерный диод |
| КЯ | квантовая яма |
| НЗ | носители заряда |
| ККЛ | квантово-каскадный лазер |
| МБС | метаморфный буферный слой |
| ВП | виртуальная подложка |
| МПЭ | молекулярно-пучковая эпитаксия |
| ДГС | двойная гетероструктура |
| МС | монослой |
| ФЛ | фотолюминесценция |
| ЭЛ | электролюминесценция |
| ВКЭ | внутренняя квантовая эффективность |
| СР | сверхрешетка |
| ДН | дислокации несоответствия |
| ПД | протяженные дефекты |
| ПЭМ | просвечивающая электронная микроскопия |
| СЭМ | сканирующая электронная микроскопия |
| АСМ | атомно-силовая микроскопия |
| РД | рентгеновская дифрактометрия |
| ДБОЭ | дифракция быстрых отражённых электронов |
| ПТКОП | профилированные по толщине структуры карты рассеянной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве |
| РД КОП | карты рентгеновской дифракции в обратном пространстве |
| ДЭВО | дифракция электронов от выделенной области |
| ТФП | теория функционала плотности |
| МСС | метод слабой связи |
| ФО | фотоотражение |
| ВАХ | вольт-амперная характеристика |

Список публикаций автора по теме диссертации

Публикации в периодических изданиях, рекомендованных ВАК:

- [A1] Соловьёв, В.А. Оптимизация структурных свойств и морфологии поверхности метаморфного буферного слоя $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с корневым профилем изменения состава ($x = 0.05\text{--}0.83$), выращиваемого методом молекулярно-пучковой эпитаксии на $\text{GaAs}(001)$ / В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, А.А. Ситникова, П.Н. Брунков, Б.Я. Мельцер, С.В. Иванов // ФТП. — 2018. — Т. 52. — С. 127.
- [A2] Побат, Д.В. Распределение дислокаций несоответствия и упругих механических напряжений в метаморфных буферных слоях InAlAs разной конструкции / Д.В. Побат, В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, С.В. Иванов // ФТТ. — 2021. — Т. 63. — С. 85.
- [A3] Solov'ev, V.A. Strain relaxation in convex-graded $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.05\text{--}0.79$) metamorphic buffer layers grown by molecular beam epitaxy on $\text{GaAs}(001)$ / V.A. Solov'ev, M.Yu. Chernov, M.V. Baidakova, D.A. Kirilenko, M.A. Yagovkina, A.A. Sitnikova, T.A. Komissarova, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov // Superlat. & Microstr. — 2017. — Vol. 113. — P. 777.
- [A4] Chernov, M.Yu. Enhanced room-temperature $3.5\ \mu\text{m}$ photoluminescence in stress-balanced metamorphic $\text{In}(\text{Sb,As})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells / M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, O.S. Komkov, D.D. Firsov, B.Ya. Meltser, M.A. Yagovkina, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov // Appl. Phys. Express — 2017. — Vol. 10. — P. 121201.
- [A5] Komissarova, T.A. Electrical and optical properties of convex-type metamorphic $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ quantum well structures / T.A. Komissarova, M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, B.Ya. Meltser, P.N. Brunkov, A.A. Sitnikova, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov // Mater. Res. Express — 2017. — Vol. 4. — P. 105902.
- [A6] Chernov, M.Yu. $\text{InSb}/\text{InAs}/\text{InGa}(\text{Al})\text{As}/\text{GaAs}(001)$ metamorphic nanoheterostructures grown by MBE and emitting beyond $3\ \mu\text{m}$ / M.Yu. Chernov, O.S. Komkov, D.D. Firsov, B.Ya. Meltser, A.N. Semenov, Ya.V. Terent'ev, P.N. Brunkov, A.A. Sitnikova, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, V.A. Solov'ev // J. Cryst. Growth — 2017. — Vol. 477. — P. 97.
- [A7] Соловьёв, В.А. Метаморфные квантовые ямы $\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ с субмонослойными вставками InSb , излучающие в среднем инфракрасном диапазоне / В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семёнов, Я.В. Терентьев, Д.Д. Фирсов, О.С. Комков, С.В. Иванов // Письма в ЖТФ. — 2016. — Т. 42. — С. 33.

- [A8] Ivanov, S.V. Metamorphic InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs nanoheterostructures grown on GaAs for efficient mid-IR emitters / S.V. Ivanov, M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, P.N. Brunkov, D.D. Firsov, O.S. Komkov // *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* — 2019. — Vol. 65. — P. 20.
- [A9] Komkov, O.S. Peculiarities of the energy spectrum of InSb/InAs/InGaAs/InAlAs/GaAs nanoheterostructures revealed by room temperature photomodulation FTIR spectroscopy / O.S. Komkov, D.D. Firsov, A.D. Andreev, M.Y. Chernov, V.A. Solov'ev, S.V. Ivanov // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2019. — Vol. 58. — P. 050923.
- [A10] Komkov, O.S. Radiative versus non-radiative recombination in high-efficiency mid-IR InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs metamorphic nanoheterostructures / O.S. Komkov, D.D. Firsov, M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, A.A. Sitnikova, P.S. Кор'ев, S.V. Ivanov // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2018. — Vol. 51. — P. 055106.
- [A11] Соловьёв, В.А. Влияние сильнонапряжённых вставок GaAs и InAs в буферном слое InAlAs на структурные и оптические свойства метаморфных квантово-размерных гетероструктур / В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, А.А. Ситникова, С.В. Иванов // *Письма в ЖЭТФ.* — 2019. — Т. 109. — С. 381.
- [A12] Fominykh, N.A. In situ study of elastic strain relaxation in metamorphic InAs(Sb)/In(Ga,Al)As/GaAs heterostructures by using reflection high energy electron diffraction / N.A. Fominykh, V.A. Solov'ev, M.Yu. Chernov, S.V. Ivanov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2019. — Vol. 1400. — P. 055035.
- [A13] Chernov, M.Yu. Effect of design and stress relaxation on structural, electronic, and luminescence properties of metamorphic InAs(Sb)/In(Ga,Al)As/GaAs mid-IR emitters with a superlattice waveguide / M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, O.S. Komkov, D.D. Firsov, A.D. Andreev, A.A. Sitnikova, S.V. Ivanov // *J. Appl. Phys.* — 2020. — Vol. 127. — P. 125706.
- [A14] Соловьёв, В.А. Стимулированное излучение на длине волны 2.86 мкм из метаморфных In(Sb,As)/In(Ga,Al)As/GaAs квантовых ям в условиях оптической накачки / В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, С.В. Морозов, К.Е. Кудрявцев, А.А. Ситникова, С.В. Иванов // *Письма в ЖЭТФ.* — 2019. — Т. 110. — С. 297.

Труды конференций:

- [B1] Чернов, М.Ю. Метаморфные наногетероструктуры InSb/InAs/InGa(Al)As среднего ИК диапазона на подложках GaAs / М.Ю. Чернов, В.А. Соловьёв, О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семенов, Я.В. Терентьев, С.В. Иванов // *Труды международной зимней школы по физике полупроводников «Передовые технологии создания полупроводниковых наногетероструктур и приборов на их основе».* — 2016.

- [B2] Соловьёв, В.А. Метаморфные наногетероструктуры InSb/InAs/InGa(Al)As/GaAs, излучающие в среднем инфракрасном диапазоне / В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семёнов, Я.В. Терентьев, П.С. Копьёв, С.В. Иванов // Труды XX международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». — 2016. — С. 730.
- [B3] Соловьёв, В.А. Эффективная комнатная фотолюминесценция в среднем ИК диапазоне / В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, П.Н. Брунков, А.А. Ситникова, Б.Я. Мельцер, А.Н. Семенов, С.В. Иванов // Труды 5-го российского симпозиума с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». — 2016. — С. 39.
- [B4] Solov'ev, V.A. Optimization of structural quality and surface morphology of convex graded $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.05-0.83$) metamorphic buffer layer on GaAs (001) / V.A. Solov'ev, M.Yu. Chernov, A.A. Sitnikova, P.N. Brunkov, B.Ya. Meltser, S.V. Ivanov // Proc. 19th European Workshop on Molecular Beam Epitaxy (EuroMBE19). — 2017. — С. 84.
- [B5] Соловьёв, В.А. Перспективные метаморфные гетероструктуры InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs/GaAs для СВЧ электроники и оптоэлектроники среднего ИК диапазона / В.А. Соловьёв, М.Ю. Чернов, Т.А. Комиссарова, О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, Б.Я. Мельцер, П.С. Копьёв, С.В. Иванов // Труды XIII всероссийской конференции по физике полупроводников. — 2017. — С. 151.
- [B6] Чернов, М.Ю. Взаимосвязь дизайна метаморфных структур с КЯ InAs/In_{0.75}Ga_{0.25}As/In_{0.75}Al_{0.25}As, выращенных методом МПЭ на GaAs, с их электрическими и оптическими свойствами / М.Ю. Чернов, Т.А. Комиссарова, В.А. Соловьёв, Б.Я. Мельцер, П.С. Копьёв, С.В. Иванов // Труды 8-ой международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ электроники «Моковские чтения». — 2017. — С. 34.
- [B7] Chernov, M.Yu. Metamorphic InSb/InAs/In(Ga,Al)As/GaAs QWs emitting beyond 3 μm : luminescence efficiency versus MBE growth conditions and design / M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, O.S. Komkov, D.D. Firsov, B.Ya. Meltser, Ya.V. Terent'ev, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov // Proc. 19th European Workshop on Molecular Beam Epitaxy (EuroMBE19). — 2017. — С. 85.
- [B8] Комков, О.С. Исследование энергетического спектра узкозонных наногетероструктур InSb/InAs методом фотомодуляционной фурье-спектроскопии отражения / О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, М.Ю. Чернов, В.А. Соловьёв, А.Д. Андреев, С.В. Иванов // Труды XIV всероссийской конференции по физике полупроводников. — 2019. — С. 227.
- [B9] Chernov, M.Yu. In(As,Sb)/InGaAs/InAlAs QW heterostructures for efficient mid-IR emitters grown by MBE on GaAs / M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, O.S. Komkov, D.D. Firsov, S.V. Ivanov // Proc. of 19th International Conference Laser Optics. — 2018. — P. 39.

- [B10] Иванов, С.В. Метаморфные наногетероструктуры InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs для лазеров среднего ИК диапазона на подложках GaAs // С.В. Иванов, М.Ю. Чернов, В.А. Соловьев, Д.Д. Фирсов, О.С. Комков, П.Н. Брунков // Труды XXV международной научно-технической конференции и школы по фотоэлектронике и приборам ночного видения. — 2018. — С. 313.
- [B11] Иванов, С.В. Метаморфные наногетероструктуры InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs для эффективных излучателей среднего ИК диапазона на подложках GaAs / С.В. Иванов, М.Ю. Чернов, В.А. Соловьёв, Д.Д. Фирсов, О.С. Комков // Труды XXII международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». — 2018. — С. 633.
- [B12] Chernov, M.Yu. Metamorphic InAs(Sb)/In(Ga,Al)As heterostructures grown by MBE on GaAs: toward mid-IR lasing / M.Yu. Chernov, V.A. Solov'ev, O.S. Komkov, D.D. Firsov, P.N. Brunkov, S.V. Ivanov // Proc. EMN conf. (Epitaxy 2019). — 2019. — P. 58.

Литература

- [1] Editorial. Extending opportunities / Editorial // *Nat. Photon.* — 2012. — Vol. 6. — P. 407.
- [2] Shterengas, L. Cascade type-I quantum well GaSb-based diode lasers / L. Shterengas, G. Kipshidze, T. Hosoda, M. Wang, T. Feng, G. Belenky // *Photonics.* — 2016. — Vol. 3. — P. 27.
- [3] Belenky, G. Type-I diode lasers for spectral region above 3 μm / G. Belenky, L. Shterengas, G. Kipshidze, T. Hosoda // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2011. — Vol. 17. — P. 1426.
- [4] Meyer, J.R. Auger coefficients in type-II InAs/Ga_{1-x}In_xSb quantum wells / J.R. Meyer, C.L. Felix, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, E.H. Aifer, L.J. Olafsen, J.R. Lindle, C.A. Hoffman, M.-J. Yang, B.R. Bennett, B.V. Shanabrook, H. Lee, C.-H. Lin, S.S. Pei, R.H. Miles // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — Vol. 73. — P. 2857.
- [5] Kim, M. High-power continuous-wave interband cascade lasers with 10 active stages / M. Kim, W.W. Bewley, C.L. Canedy, C.S. Kim, C.D. Merritt, J. Abell, I. Vurgaftman, J.R. Meyer // *Opt. Express.* — 2015. — Vol. 23. — P. 9664.
- [6] Teissier, R. Room temperature operation of InAs/AlSb quantum cascade lasers / R. Teissier, D. Barate, A. Vicet, C. Alibert, A.N. Baranov, X. Marcadet, C. Renard, M. Garcia, C. Sirtori, D. Revin, J. Cockburn // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 85. — P. 167.
- [7] Laffaille, P. High temperature operation of short wavelength InAs-based quantum cascade lasers / P. Laffaille, J.C. Moreno, R. Teissier, M. Bahriz, A.N. Baranov // *AIP Adv.* — 2012. — Vol. 2. — P. 022119.
- [8] Sirtori, C. GaAs-based quantum cascade lasers / C. Sirtori, H. Page, C. Becker // *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A.* — 2001. — Vol. 359. — P. 505.
- [9] Tersoff, J. Dislocations and strain relief in compositionally graded layers / J. Tersoff // *Appl. Phys. Lett.* — 1993. — Vol. 62. — P. 693.
- [10] Hosoda, T. 3 μm diode lasers grown on (Al)GaInSb compositionally graded metamorphic buffer layers / T. Hosoda, D. Wang, G. Kipshidze, W.L. Sarney, L. Shterengas, G.B. Belenky // *Semicond. Sci. Technol.* — 2012. — Vol. 27. — P. 055011.
- [11] Pease, E.A. 2.5–3.5 μm optically pumped GaInSb/AlGaInSb multiple quantum well lasers grown on AlInSb metamorphic buffer layers / E.A. Pease, L.R. Dawson, L.G. Vaughn, P. Rotella, L.F. Lester // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 93. — P. 3177.
- [12] Solov'ev, V.A. Room-temperature 3.9–4.3 μm photoluminescence from InSb submonolayers grown by molecular beam epitaxy in an InAs matrix / V.A. Solov'ev, O.G. Lyublinskaya,

- A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, D.D. Solnyshkov, Ya.V. Terent'ev, L.A. Prokopova, A.A. Toropov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 86. — P. 011109.
- [13] Lyublinskaya, O.G. Temperature-dependent photoluminescence from type-II InSb/InAs quantum dots / O.G. Lyublinskaya, V.A. Solov'ev, A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, Ya.V. Terent'ev, L.A. Prokopova, A.A. Toropov, A.A. Sitnikova, O.V. Rykhova, S.V. Ivanov, K. Thonke, R. Sauer // *J. Appl. Phys.* — 2006. — Vol. 99. — P. 093517.
- [14] Carrington, P.J. Room temperature mid-infrared electroluminescence from InSb/InAs quantum dot light emitting diodes / P.J. Carrington, V.A. Solov'ev, Q. Zhuang, A. Krier, S.V. Ivanov // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 93. — P. 091101.
- [15] Kobayashi, N. Room temperature operation of the InGaAsSb/AlGaAsSb DH laser at 1.8 μm wavelength / N. Kobayashi, Y. Horikoshi, C. Uemura // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 1980. — Vol. 19. — P. L30.
- [16] Баранов, А.Н. Генерация излучения в канальном зарощенном лазере на основе GaInAsSb/GaSb в непрерывном режиме ($T = 20\text{ }^\circ\text{C}$, $\lambda = 2.0\text{ мкм}$) / А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, С.Г. Конников, А.М. Литвак, В.Е. Усманский, Ю.П. Яковлев // *ПЖТФ.* — 1988. — Вып. 18. — С. 1671.
- [17] Caneau, C. Room temperature GaInAsSb/AlGaAsSb DH injection lasers at 2.2 μm / C. Caneau, A.K. Srivastava, A.G. Dentai, J.L. Zyskind, M.A. Pollack // *Electron. Lett.* — 1985. — Vol. 21. — P. 815.
- [18] Drakin, A. InGaSbAs injection lasers / A.E. Drakin, P.G. Eliseev, B.N. Sverdlov, A.E. Bochkarev, L.M. Dolginov, L.V. Druzhinina // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1987. — Vol. 23. — P. 1089.
- [19] Chiu, T.H. Room-temperature operation of InGaAsSb/AlGaSb double heterostructure lasers near 2.2 μm prepared by molecular beam epitaxy / T.H. Chiu, W.T. Tsang, J.A. Ditzenberger, J.P. van der Ziel // *Appl. Phys. Lett.* — 1986. — Vol. 49. — P. 1051.
- [20] Kashani-Shirazi, K. Low-threshold strained quantum well GaSb-based lasers emitting in the 2.5–2.7 μm wavelength range / K. Kashani-Shirazi, K. Vizbaras, A. Bachman, S. Arafin, M.-C. Amann // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2009. — Vol. 21. — P. 1106.
- [21] Liang, R. High-power 2.2- μm diode lasers with heavily strained active region / R. Liang, J. Chen, G. Kipshidze, D. Westerfeld, L. Shterengas, G. Belenky // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2011. — Vol. 23. — P. 603.
- [22] Salhi, A. Very-low-threshold 2.4- μm GaInAsSb-AlGaAsSb laser diodes operating at room temperature in the continuous-wave regime / A. Salhi, Y. Rouillard, J. Angellier, M. Garcia // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2004. — Vol. 16. — P. 2424.

- [23] Rouillard, Y. Edge and vertical surface emitting lasers around 2.0–2.5 μm and their applications / Y. Rouillard, F. Genty, A. Perona, A. Vicet, D.A. Yarekha, G. Boissier, P. Grech, A.N. Baranov, C. Alibert // *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A.* — 2001. — Vol. 359. — P. 381.
- [24] Yarekha, D.A. High temperature GaInSbAs/GaAlSbAs quantum well singlemode continuous wave lasers emitting near 2.3 μm / D.A. Yarekha, G. Glastre, A. Perona, Y. Rouillard, F. Genty, E.M. Skouri, G. Boissier, P. Grech, A. Jouille, C. Alibert, A.N. Baranov // *Electron. Lett.* — 2000. — Vol. 36. — P. 537.
- [25] Garcia, M. Low threshold high-power room-temperature continuous-wave operation diode laser emitting at 2.26 μm / M. Garcia, A. Salhi, A. Perona, Y. Rouillard, C. Sirtori, X. Marcadet, C. Alibert // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2004. — Vol. 16. — P. 1253.
- [26] Kim, J.G. Room-temperature 2.5 μm InGaAsSb/AlGaAsSb diode lasers emitting 1 W continuous waves / J.G. Kim, L. Shterengas, R.U. Martinelli, G.L. Belenky, D.Z. Garbuzov, W.K. Chan // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 81. — P. 3146.
- [27] Shterengas, L. High power 2.4 μm heavily strained type-I quantum well GaSb-based diode lasers with more than 1 W of continuous wave output power and a maximum power-conversion efficiency of 17.5% / L. Shterengas, G. Belenky, M.V. Kisin, D. Donetsky // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 90. — P. 011119.
- [28] Lin, C. Low threshold room-temperature continuous-wave operation of 2.24–3.04 μm GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well lasers / C. Lin, M. Grau, O. Dier, M.-C. Amann // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 84. — P. 5088.
- [29] Shterengas, L. Design of high-power room-temperature continuous-wave GaSb-based type-I quantum-well lasers with $\lambda > 2.5 \mu\text{m}$ / L. Shterengas, G.L. Belenky, J.G. Kim, R.U. Martinelli // *Semicond. Sci. Technol.* — 2004. — Vol. 19. — P. 655.
- [30] Suchalkin, S. Mechanism of the temperature sensitivity of mid-infrared GaSb-based semiconductor lasers / S. Suchalkin, L. Shterengas, M. Kisin, S. Luryi, G. Belenky, R. Kaspi, A. Ongstad, J.G. Kim, R.U. Martinelli // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 87. — P. 041102.
- [31] Rainò, G. Subpicosecond timescale carrier dynamics in GaInAsSb/AlGaAsSb double quantum wells emitting at 2.3 μm / G. Rainò, A. Salhi, V. Tasco, R. Intartaglia, R. Cingolani, Y. Rouillard, E. Tournié, M. De Giorgi // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 92. — P. 101931.
- [32] Grau, M. Room-temperature operation of 3.26 μm GaSb-based type-I lasers with quaternary AlGaInAsSb barriers / M. Grau, C. Lin, O. Dier, C. Lauer, M.-C. Amann // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 87. — P. 241104.

- [33] Gupta, J.A. Room-temperature continuous-wave operation of type-I GaSb-based lasers at 3.1 μm / J.A. Gupta, P.J. Barrios, G.C. Aers, P. Waldron, C. Storey // *Electron. Lett.* — 2009. — Vol. 45. — P. 835.
- [34] Hosoda, T. Continuous-wave room temperature operated 3.0 μm type I GaSb-based lasers with quaternary AlInGaAsSb barriers / T. Hosoda, G. Belenky, L. Shterengas, G. Kipshidze, M.V. Kisin // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 92. — P. 091106.
- [35] Belenky, L. Continuous wave operation of diode lasers at 3.36 μm at 12 $^{\circ}\text{C}$ / L. Shterengas, G. Belenky, T. Hosoda, G. Kipshidze, S. Suchalkin // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 93. — P. 011103.
- [36] Hosoda, T. Type-I GaSb-based laser diodes operating in 3.1- to 3.3- μm wavelength range / T. Hosoda, G. Kipshidze, G. Tsvid, L. Shterengas, G. Belenky // *IEEE Photon. Tech. Lett.* — 2010. — Vol. 22. — P. 718.
- [37] Vizbaras, K. 3.6 μm GaSb-based type-I lasers with quaternary barriers, operating at room temperature / K. Vizbaras, M.-C. Amann // *Electron. Lett.* — 2011. — Vol. 47. — P. 980.
- [38] Shterengas, L. Diode lasers emitting at 3 μm with 300 mW of continuous-wave output power / L. Shterengas, G. Kipshidze, T. Hosoda, J. Chen, G. Belenky // *Electron. Lett.* — 2009. — Vol. 45. — P. 942.
- [39] Deguffroy, N. InAs/GaSb short-period superlattice injection lasers operating in 2.5 μm –3.5 μm mid-infrared wavelength range / N. Deguffroy, V. Tasco, A. Gassenq, L. Cerutti, A. Trampert, A.N. Baranov, E. Tournié // *Electron. Lett.* — 2007. — Vol. 43. — P. 1285.
- [40] Gassenq, A. InAs/GaSb/InSb short-period super-lattice diode lasers emitting near 3.3 μm at room-temperature / A. Gassenq, G. Boissier, P. Grech, G. Narcy, A.N. Baranov, E. Tournié // *Electron. Lett.* — 2009. — Vol. 45. — P. 165.
- [41] Gassenq, A. MBE growth of mid-IR diode lasers based on InAs/GaSb/InSb short-period superlattice active zones / A. Gassenq, L. Cerutti, A.N. Baranov, E. Tournié // *J. Cryst. Growth.* — 2009. — Vol. 311. — P. 1905.
- [42] Grein, C.H. Theoretical performance of InAs/In_xGa_{1-x}Sb superlattice-based midwave infrared lasers / C. H. Grein, P. M. Young, H. Ehrenreich // *J. Appl. Phys.* — 1994. — Vol. 76. — P. 1940.
- [43] Youngdale, E.R. Auger lifetime enhancement in InAs–Ga_{1-x}In_xSb superlattices / E.R. Youngdale, J. R. Meyer, C. A. Hoffman, F. J. Bartoli, C. H. Grein, P. M. Young, H. Ehrenreich, R. H. Miles, D. H. Chow // *Appl. Phys. Lett.* — 1994. — Vol. 64. — P. 3160.
- [44] Shterengas, L. Carrier capture in InGaAsSb/InAs/InGaSb type-II QW laser heterostructures / L. Shterengas, A. Ongstad, R. Kaspi, S. Suchalkin, G. Belenky, M. Kisin, D. Donetsky // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 91. — P. 101106.

- [45] Malin, J.I. Type-II mid-IR lasers operating above room temperature / J. I. Malin, C. I. Felix, J. R. Meyer, C. A. Hoffman, J. F. Pinto, C.-H. Lin, P. C. Chang, S. J. Murry, S.-S. Pei // *Electron. Lett.* — 1996. — Vol. 32. — P. 1593.
- [46] Vurgaftman, I. Rebalancing of internally generated carriers for mid-infrared interband cascade lasers with very low power consumption / I. Vurgaftman, W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, C. D. Merritt, J. Abell, J. R. Lindle, J. R. Meyer // *Nat. Commun.* — 2011. — Vol. 2. — P. 585.
- [47] Canedy, C.L. Pulsed and CW performance of 7-stage interband cascade lasers / C. L. Canedy, J. Abell, C. D. Merritt, W. W. Bewley, C. S. Kim, M. Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer // *Opt. Express.* — 2014. — Vol. 22. — P. 7702.
- [48] Yang, R.Q. Interband cascade lasers: from concept to devices and applications / R.Q. Yang // *Superlatt. Microstruct.* — 1995. — Vol. 17. — P. 77.
- [49] Meyer, J.R. Type-II quantum-well lasers for the mid-wavelength infrared / J.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli, L.R. Ram-Mohan // *Appl. Phys. Lett.* — 1995. — Vol. 67. — P. 757.
- [50] Yang, R.Q. Recent progress in interband cascade lasers with separate confinement layers / R.Q. Yang, Z. Tian, R.T. Hinkey, F. Zhao, K. Mansour, C.J. Hill, Y. Qiu // *Proc. SPIE.* — 2009. — Vol. 7230. — P. 72300S.
- [51] Lin, C.-H. Type-II interband quantum cascade laser at 3.8 μm / C.-H. Lin, R.Q. Yang, D. Zhang, S.J. Murry, S.S. Pei, A.A. Allerman, S.R. Kurtz // *Electron. Lett.* — 1997. — Vol. 33. — P. 598.
- [52] Olafsen, L.J. Near-room-temperature mid-infrared interband cascade laser / L.J. Olafsen, E.H. Aifer, I. Vurgaftman, W.W. Bewley, C.L. Felix, J.R. Meyer, D. Zhang, C.-H. Lin, S.S. Pei // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — Vol. 72. — P. 2370.
- [53] Yang, R.Q. Room-temperature type-II interband cascade lasers near 4.1 μm / R.Q. Yang, C.J. Hill, B. Yang, J.K. Liu // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Vol. 83. — P. 2109.
- [54] Yang, R.Q. Mid-IR type-II interband cascade lasers and their applications / R.Q. Yang, C.J. Hill, L.E. Christensen, C.R. Webster // *Proc. SPIE.* — 2005. — Vol. 5624. — P. 413.
- [55] Yang, R.Q. High-temperature and low-threshold midinfrared interband cascade lasers / R.Q. Yang, C.J. Hill, B. Yang // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 87. — P. 151109.
- [56] Hill, C.J. MBE growth optimization of Sb-based interband cascade lasers / C.J. Hill, R.Q. Yang // *J. Cryst. Growth* — 2005. — Vol. 278. — P. 167.
- [57] Kim, M. Interband cascade laser emitting at $\lambda=3.75 \mu\text{m}$ in continuous wave above room temperature / M. Kim, C.L. Canedy, W.W. Bewley, C.S. Kim, J.R. Lindle, J. Abell, I. Vurgaftman, J.R. Meyer // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 92. — P. 191110.

- [58] Canedy, C.L. Interband cascade lasers with wavelengths spanning 3.2–4.2 μm / C.L. Canedy, J.R. Lindle, W.W. Bewley, C.S. Kim, M. Kim, J.A. Nolde, I. Vurgaftman, J.R. Meyer // *J. Electron. Mater.* — 2009. — Vol. 38. — P. 1948.
- [59] Vurgaftman, I. Mid-IR type-II interband cascade lasers / I. Vurgaftman, W.W. Bewley, C.L. Canedy, C.S. Kim, M. Kim, J.R. Lindle, C.D. Merritt, J. Abell, J.R. Meyer // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2011. — Vol. 17. — P. 1435.
- [60] Vurgaftman, I. Mid-infrared interband cascade lasers operating at ambient temperatures / I. Vurgaftman, C.L. Canedy, C.S. Kim, M. Kim, W.W. Bewley, J.R. Lindle, J.R. Abell, J.R. Meyer // *New J. Phys.* — 2009. — Vol. 11. — P. 125015.
- [61] Kim, M. Room temperature interband cascade lasers / M. Kim, C.L. Canedy, C.S. Kim, W.W. Bewley, J.R. Lindle, J. Abell, I. Vurgaftman, J.R. Meyer // *Phys. Procedia.* — 2010. — Vol. 3. — P. 1195.
- [62] Kazarinov, R.F. Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice / R.F. Kazarinov, R.A. Suris // *Sov. Phys. Semicond.* — 1971. — Vol. 5. — P. 707.
- [63] Faist, J. Quantum cascade laser / J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho // *Science.* — 1994. — Vol. 264. — P. 553.
- [64] Wang, X.J. Low threshold quantum-cascade lasers of room temperature continuous-wave operation grown by metal-organic chemical-vapor deposition / X.J. Wang, J.Y. Fan, T. Tanbun-Ek, F.-S. Choa // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 90. — P. 211103.
- [65] Faist, J. Short wavelength ($\lambda \sim 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs / J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.-N. G. Chu, A.Y. Cho // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — Vol. 72. — P. 680.
- [66] Bai, Y. Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency / Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Slivken, M. Razeghi // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Vol. 98. — P. 181102.
- [67] Lyakh, A. 3W continuous-wave room temperature single-facet emission from quantum cascade lasers based on nonresonant extraction design approach / A. Lyakh, R. Maulini, A. Tsekoun, R. Go, C. Pflugl, L. Diehl, Q.J. Wang, F. Capasso, C.K.N. Patel // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 95. — P. 141113.
- [68] Razeghi, M. High-performance InP-based midinfrared quantum cascade lasers at Northwestern University / M. Razeghi, Y. Bai, S. Slivken, S.R. Darvish // *Opt. Eng.* — 2010. — Vol. 49. — P. 111103.
- [69] Sirtori, C. GaAs-based quantum cascade lasers / C. Sirtori, H. Page, C. Becker // *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A.* — 2001. — Vol. 359. — P. 505.
- [70] Devenson, J. InAs-based quantum-cascade lasers / J. Devenson, R. Teissier, O. Cathabard, A.N. Baranov // *Proc. SPIE.* — 2008. — Vol. 6909. — P. 69090U.

- [71] Revin, D.G. InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers operating at wavelengths close to 3 μm / D.G. Revin, J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, M. Hopkinson, A.B. Krysa, L.R. Wilson, S. Menzel // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 90. — P. 021108.
- [72] Revin, D.G. Improved performance of $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{AlAs}_{0.67}\text{Sb}_{0.33}/\text{InP}$ quantum cascade lasers by introduction of AlAs barriers in the active regions / D.G. Revin, J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, M. Hopkinson, A.B. Krysa, L.R. Wilson, S. Menzel // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 91. — P. 051123.
- [73] Semtsiv, M.P. Short-wavelength ($\lambda \approx 3.05 \mu\text{m}$) InP-based strain-compensated quantum-cascade laser / M.P. Semtsiv, M. Wienold, S. Dressler, W.T. Masselink // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 90. — P. 051111.
- [74] Semtsiv, M.P. Intervalley carrier transfer in short-wavelength InP-based quantum-cascade laser / M.P. Semtsiv, M. Wienold, S. Dressler, W.T. Masselink, G. Fedorov, D. Smirnov // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 93. — P. 071109.
- [75] Vurgaftman, I. Design and simulation of low-threshold antimonide intersubband lasers / I. Vurgaftman, J.R. Meyer, F.H. Julien, L.R. Ram-Moham // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — Vol. 73. — P. 711.
- [76] Ohtani, K. An InAs-based intersubband quantum cascade laser / K. Ohtani, H. Ohno // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2002. — Vol. 41. — P. 1279.
- [77] Ohtani, K. InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at 10 μm / K. Ohtani, H. Ohno // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Vol. 82. — P. 1003.
- [78] Teissier, R. InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at 6.7 μm / R. Teissier, D. Barate, A. Vicet, D.A. Yarekha, C. Alibert, A.N. Baranov, X. Marcadet, M. Garcia, C. Sirtori // *Electron. Lett.* — 2003. — Vol. 39. — P. 1253.
- [79] Devenson, J. Very short wavelength ($\lambda = 3.1\text{--}3.3 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers / J. Devenson, O. Cathabard, R. Teissier, A.N. Baranov // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89. — P. 191115.
- [80] Devenson, J. InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting at 2.75–2.97 μm / J. Devenson, O. Cathabard, R. Teissier, A.N. Baranov // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 91. — P. 251102.
- [81] Devenson, J. High temperature operation of $\lambda \approx 3.3 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers / J. Devenson, O. Cathabard, R. Teissier, A.N. Baranov // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 91. — P. 141106.
- [82] Marko, I.P. Evidence of carrier leakage into the L-valley in InAs-based quantum cascade lasers under high hydrostatic pressure / I.P. Marko, A.R. Adams, S.J. Sweeney, R. Teissier, A.N. Baranov, S. Tomic // *Phys. Stat. Sol. B.* — 2009. — Vol. 246. — P. 512.
- [83] Cathabard, O. Quantum cascade lasers emitting near 2.6 μm / O. Cathabard, R. Teissier, J. Devenson, J.C. Moreno, A.N. Baranov // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 96. — P. 141110.

- [84] Baranov, A.N. Quantum cascade lasers in the InAs/AlSb material system / A.N. Baranov, R. Teissier // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2015. — Vol. 21. — P. 85.
- [85] Wada, H. Wafer bonding technology for optoelectronic integrated devices / H. Wada, H. Sasaki, T. Kamijoh // *Solid-State Electron.* — 1999. — Vol. 43. — P. 1655.
- [86] Philips, J. Adatom migration effects during molecular beam epitaxial growth of InGaAs/GaAs quantum wells on patterned substrates with vertical sidewalls: blue shift in luminescence spectra / J. Philips, K. Kamath, J. Singh, P. Bhattacharya // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — Vol. 68. — P. 1120.
- [87] Kumar, R. Comparison of different grading schemes in InGaAs metamorphic buffers on GaAs substrate: tilt dependence on cross-hatch irregularities / R. Kumar, A. Bag, P. Mukhopadhyay, S. Das, D. Biswas // *Appl. Surf. Sci.* — 2015. — Vol. 357. — P. 922.
- [88] Wu, D. Low threshold current density 1.3 μm metamorphic InGaAs/GaAs quantum well laser diodes / D. Wu, H. Wang, B. Wu, H. Ni, S. Huang, Y. Xiong, P. Wang, Q. Han, Z. Niu, I. Tangring, S.M. Wang // *Electron. Lett.* — 2008. — Vol. 44. — P. 474.
- [89] Cotal, H. III-V multijunction solar cells for concentrating photovoltaics / H. Cotal, C. Fetzer, J. Boisvert, G. Kinsey, R. King, P. Hebert, H. Yoon, N. Karam // *Energy Environ. Sci.* — 2009. — Vol. 2. — P. 174.
- [90] Lord, S.M. Electroabsorption modulators operating at 1.3 μm on GaAs substrates / *Opt. Quant. Electron.* — 1993. — Vol. 25. — P. S953.
- [91] Abrahams, M. Dislocation morphology in graded heterojunctions: $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ / M. Abrahams, L. Wiesberg, C. Buiocchi, J. Blanc // *Mater. Sci.* — 1969. — Vol. 4. — P. 223.
- [92] Loke, W.K. Strain-relaxed buffer technology based on metamorphic $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ / W.K. Loke, K.H. Tan, S. Wicaksono, S.F. Yoon, W. Wang, Q. Zhou, Y.-C. Yeo // *J. Cryst. Growth.* — 2015. — Vol. 424. — P. 68.
- [93] Sorokin, S.V. Peculiarities of strain relaxation in linearly graded $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (001) metamorphic buffer layers grown by molecular beam epitaxy / S.V. Sorokin, G.V. Klimko, I.V. Sedova, A.A. Sitnikova, D.A. Kirilenko, M.V. Baidakova, M.A. Yagovkina, T.A. Komissarova, K.G. Belyaev, S.V. Ivanov // *J. Cryst. Growth.* — 2016. — Vol. 455. — P. 83.
- [94] Belenky, G. Metamorphic InAsSb/AlInAsSb heterostructures for optoelectronic applications / G. Belenky, D. Wang, Y. Lin, D. Donetsky, G. Kipshidze, L. Shterengas, D. Westerfeld, W.L. Sarney, S.P. Svensson // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 111108.
- [95] Jung, D. Mid-infrared electroluminescence from InAs type-I quantum wells grown on InAsP/InP metamorphic buffers / D. Jung, L. Yu, D. Wasserman, M.L. Lee // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 118. — P. 183101.

- [96] Kujofsa, T. Equilibrium lattice relaxation and misfit dislocations in step-graded $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (001) and $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (001) metamorphic buffer layers / *J. Electron. Mater.* — 2016. — Vol. 45. — P. 2831.
- [97] Dunstan, D.J. Strain and strain relaxation in semiconductors / D.J. Dunstan // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* — 1997. — Vol. 8. — P. 337.
- [98] Sacedón, A. Design of InGaAs linear graded buffer structures / A. Sacedón, F. González-Sanz, E. Calleja, E. Muñoz, S.I. Molina, F.J. Pacheco, D. Araújo, R. García, M. Lourenco, Y. Yang, P. Kidd, D. Dunstan // *Appl. Phys. Lett.* — 1995. — Vol. 66. — P. 3334.
- [99] Romanato, F. Strain relaxation in graded composition $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ buffer layers / F. Romanato, E. Napolitani, A. Carnera, A.V. Drigo, L. Lazzarini, G. Salviati, C. Ferrari, A. Bosacchi, S. Franchi // *J. Appl. Phys.* — 1999. — Vol. 86. — P. 4748.
- [100] Choi, H. Effectiveness of non-linear graded buffers for In(Ga,Al)As metamorphic layers grown on GaAs (001) / H. Choi, Y. Jeong, J. Cho, M.H. Jeon // *J. Cryst. Growth.* — 2009. — Vol. 311. — P. 1091.
- [101] Galiev, G.B. Photoluminescence studies of $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ metamorphic heterostructures on GaAs substrates / G.B. Galiev, E.A. Klimov, A.N. Klochkov, D.V. Lavruhin, S.S. Pushkarev, P.P. Maltsev // *Semicond.* — 2014. — Vol. 48. — P. 640.
- [102] Karachinsky, L.Ya. Metamorphic 1.5 μm -range quantum dot lasers on a GaAs substrate / L.Ya. Karachinsky, T. Kettler, I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, N.V. Kryzhanovskaya, A.E. Zhukov, E.S. Semenova, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov, G. Fiol, M. Kuntz, A. Lochmann, O. Schulz, L. Reissmann, K. Posilovic, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg // *Semicond. Sci. Technol.* — 2006. — Vol. 21. — P. 691.
- [103] Tångring, I. 1.58 μm InGaAs quantum well laser on GaAs / I. Tångring, H.Q. Ni, B.P. Wu, D.H. Wu, Y.H. Xiong, S.S. Huang, Z.C. Niu, S.M. Wang, Z.H. Lai, A. Larsson // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 91. — P. 221101.
- [104] Zhukov, A.E. Long-wavelength lasers based on metamorphic quantum dots / A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov // *Microelectron. Eng.* — 2005. — Vol. 81. — P. 229.
- [105] Mi, Z. Molecular beam epitaxial growth and characteristics of ultra-low threshold 1.45 μm metamorphic InAs quantum dot lasers on GaAs // *J. Cryst. Growth* — 2007. — Vol. 301. — P. 923.
- [106] Galitsyn, Yu.G. Asymmetric $c(4\times 4) \rightarrow \gamma(2\times 4)$ reconstruction phase transition on the (001)GaAs surface / Yu.G. Galitsyn, D.V. Dmitriev, V.G. Mansurov, S.P. Moshchenko, A.I. Toropov // *JETP Lett.* — 2006. — Vol. 84. — P. 505.

- [107] Lee, J.J.D. Smoothness and cleanliness of the GaAs (100) surface after thermal desorption of the native oxide for the synthesis of high mobility structures using molecular beam epitaxy / J.J.D. Lee, K.W. West, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer // *J. Cryst. Growth*. — 2012. — Vol. 356. — P. 46.
- [108] Asaoka, Y. Desorption process of GaAs surface native oxide controlled by direct Ga-beam irradiation / Y. Asaoka // *J. Cryst. Growth*. — 2003. — Vol. 251. — P. 40.
- [109] Chen, C. Growth variations and scattering mechanisms in metamorphic $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ quantum wells grown by molecular beam epitaxy / C. Chen, I. Farrer, S.N. Holmes, F. Sfigakis, M.P. Fletcher, H.E. Beere, D.A. Ritchie // *J. Cryst. Growth*. — 2015. — Vol. 425. — P. 70.
- [110] Eldredge, J.W. Effect of substrate miscut on the structural properties of InGaAs linear graded buffer layers grown by molecular-beam epitaxy on GaAs / J.W. Eldredge, K.M. Matney, M.S. Goorsky, H.C. Chui, J.S. Harris Jr. // *J. Vac. Sci. Technol. B*. — 1995. — Vol. 13. — P. 689.
- [111] Lee, D. Characterization of metamorphic $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ buffer layers using reciprocal space mapping / D. Lee, M.S. Park, Z. Tang, H. Luo, R. Beresford, C.R. Wie // *J. Appl. Phys.* — 2007. — Vol. 101. — P. 063523.
- [112] Vasil'evskii, I.S. Features of the diagnostics of metamorphic InAlAs/InGaAs/InAlAs nanoheterostructures by high-resolution x-ray diffraction in the ω -scanning mode / I.S. Vasil'evskii, S.S. Pushkarev, M.M. Grekhov, A.N. Vinichenko, D.V. Lavrukhin, O.S. Kolentsova // *Semicond.* — 2016. — Vol. 50. — P. 559.
- [113] Chauveau, J.-M. Indium content measurements in metamorphic high electron mobility transistor structures by combination of x-ray reciprocal space mapping and transmission electron microscopy / J.-M. Chauveau, Y. Androussi, A. Lefebvre, J. Di Persio, Y. Cordier // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 93. — P. 4219.
- [114] Chauveau, J.-M. Interplay between relaxation, surface morphology and composition modulation in InAlAs graded buffer layers / J.-M. Chauveau, Y. Cordier, H.J. Kim, D. Ferré, Y. Androussi, J. Di Persio // *J. Cryst. Growth*. — 2003. — Vol. 251. — P. 112.
- [115] Baidakova, M.V. Complex use of the diffraction techniques in depth profiling of the crystal lattice parameter and composition of InGaAs/GaAs gradient layers / M.V. Baidakova, D.A. Kirilenko, A.A. Sitnikova, M.A. Yagovkina, G.V. Klimko, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov, A.E. Romanov // *Tech. Phys. Lett.* — 2016. — Vol. 42. — P. 464.
- [116] Bauer, G. X-ray reciprocal space mapping of $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ heterostructures / G. Bauer, J. Li, E. Koppensteiner // *J. Cryst. Growth*. — 1995. — Vol. 157. — P. 61.
- [117] Olsen, J.A. X-ray reciprocal-space mapping of strain relaxation and tilting in linearly graded InAlAs buffers / J.A. Olsen, E.L. Hu, S.R. Lee, I.J. Fritz, A.J. Howard, B.E. Hammons, J.Y. Tsao // *J. Appl. Phys.* — 1996. — Vol. 79. — P. 3578.

- [118] Romanov, A.E. Threading dislocation reduction in strained layers / A.E. Romanov, W. Pompe, S. Mathis, G.E. Beltz, J.S. Speck // *J. Appl. Phys.* — 1999. — Vol. 85. — P. 182.
- [119] Андреев, А.Д. Метод слабой связи для расчёта спектра носителей в гетероструктурах / А.Д. Андреев, Р.А. Сурис // *ФТП.* — 1996. — Т. 30. — С. 520.
- [120] Bahder, T.B. Eight-band k - p model of strained zinc-blende crystals / T.B. Bahder // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 41. — P. 11992.
- [121] Bir, G.L. Symmetry and strain-induced effects in semiconductors / G.L. Bir, G.E. Pikus. — Wiley, New York, 1974. — P. 484.
- [122] Фирсов, Д.Д. Фотомодуляционная ИК фурье-спектроскопия полупроводниковых структур: особенности фазовой коррекции и применение метода / Д.Д. Фирсов, О.С. Комков // *ПЖТФ.* — 2013. — Т. 39. — С.87.
- [123] Hosea, T.J.C. Estimating critical-point parameters of modulated reflectance spectra / T.J.C. Hosea // *Phys. Status Solidi B.* — 1995. — Vol. 189. — P. 531.
- [124] Пихтин, А.Н. Влияние внешнего электрического поля на вероятность оптических переходов в квантовых ямах InGaAs/GaAs / А.Н. Пихтин, О.С. Комков, К.В. Базаров // *ФТП.* — 2006. — Т. 40. — С. 608.
- [125] Yoo, Y.-S. Simple analysis method for determining internal quantum efficiency and relative recombination ratios in light emitting diodes / Y.-S. Yoo, T.-M. Roh, J.-H. Na, S.J. Son, Y.-H. Cho // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 211107.
- [126] Seetoh, I.P. Auger recombination as the dominant recombination process in indium nitride at low temperatures during steady-state photoluminescence / I.P. Seetoh, C.B. Soh, E.A. Fitzgerald, S.J. Chua // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 101112.
- [127] Andreev, A.D. Theoretical study of thresholdless Auger recombination in compressively strained InAlAsSb/GaSb quantum wells / A.D. Andreev, G.G. Zegrya // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — Vol. 70. — P. 601.
- [128] Zegrya, G.G. Mechanism of suppression of Auger recombination process in type-II heterostructures / G.G. Zegrya, A.D. Andreev // *Appl. Phys. Lett.* — 1995. — Vol. 67. — P. 2681.
- [129] Yablonoich, E. Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass / E. Yablonoich, E.O. Kane // *J. Lightwave Technol.* — 1986. — Vol. 4. — P. 504.
- [130] Danilov, L.V. Theoretical study of auger recombination processes in deep quantum wells / L.V. Danilov, G.G. Zegrya // *Semiconductors.* — 2008. — Vol. 42. — P. 550.
- [131] Ciesla, C.M. Suppression of Auger recombination in arsenicrich InAs_{1-x}Sb_x strained layer superlattices / C.M. Ciesla, B.N. Murdin, C.R. Pidgeon, R.A. Stradling, C.C. Phillips, M. Livingstone,

- I. Galbraith, D.A. Jaroszynski, C.J.G.M. Langerak, P.J.P. Tang, M.J. Pullin // *J. Appl. Phys.* — 1996. — Vol. 80. — P. 2994.
- [132] Felix, C.L. High-temperature 4.5- μm type-II quantum-well laser with Auger suppression / C.L. Felix, J.R. Meyer, I. Vurgaftman, C.-H. Lin, S.J. Murry, D. Zhang, S.-S. Pei // *IEEE Photonics Technol. Lett.* — 1997. — Vol. 9. — P. 734.
- [133] Grein, G.H. Auger recombination in narrow-gap semiconductor superlattices incorporating antimony / C.H. Grein, M.E. Flatté, J.T. Olesberg, S.A. Anson, L. Zhang, T.F. Boggess // *J. Appl. Phys.* — 2002. — Vol. 92. — P. 7311.
- [134] Van de Walle, C.G. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory / C.G. Van de Walle. — *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 39. — P. 1871.
- [135] Fang, Y. Investigation of temperature-dependent photoluminescence in multi-quantum wells / Y. Fang, L. Wang, Q. Sun, T. Lu, Z. Deng, Z. Ma, Y. Jiang, H. Jia, W. Wang, J. Zhou, H. Chen // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 12718.
- [136] Dyksik, M. Photoluminescence quenching mechanisms in type-II InAs/GaInSb QWs on InAs substrates / M. Dyksik, M. Motyka, M. Kurka, K. Ryczko, M. Dallner, S. Höfling, M. Kamp, G. Sek, J. Misiewicz // *Opt. Quantum Electron.* — 2016. — Vol. 48. — P. 401.
- [137] Lambkin, J.D. Temperature dependence of the photoluminescence intensity of ordered and disordered $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}$ / J.D. Lambkin, L. Considine, S. Walsh, G.M. O'Connor, C.J. McDonagh, T.J. Glynn // *Appl. Phys. Lett.* — 1994. — Vol. 65. — P. 73.
- [138] Firsov, D.D. Temperature-dependent photoluminescence of InSb/InAs nanostructures with InSb thickness in the above-monolayer range / D.D. Firsov, O.S. Komkov, V.A. Solov'ev, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2016. — Vol. 49. — P. 285108.
- [139] Zegrya, G.G. Mechanisms of Auger recombination in quantum wells / G.G. Zegrya, A.S. Polkovnikov // *J. Exp. Theor. Phys.* — 1998. — Vol. 86. — P. 815.
- [140] Terent'ev, Ya.V. Study of Photoluminescence and electroluminescence mechanisms in quantum-confined InSb/InAs heterostructures / Ya.V. Terent'ev, M.S. Mukhin, V.A. Solov'ev, A.N. Semenov, B.Ya. Mel'tser // *Semicond.* — 2010. — Vol. 44. — P. 1064.
- [141] Галиев, Г.Б. Фотолюминесцентные исследования метаморфных наногетероструктур $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ на подложках GaAs / Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, А.Н. Ключков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарёв, П.П. Мальцев // *ФТП.* — 2014. — В. 48. — С. 658.
- [142] Jmerik, V.N. Structural and optical properties of PA MBE AlGaN quantum well heterostructures grown on c- Al_2O_3 by using flux- and temperature-modulated techniques / V.N. Jmerik, D.V. Nechaev, S. Rouvimov, V.V. Ratnikov, P.S. Kop'ev, M.V. Rzhetski, E.V. Lutsenko, G.P. Yablonskii, M. Aljohenii, A. Aljerwii, A. Alyamani, S.V. Ivanov // *J. Mater. Res.* — 2015. — Vol. 30. — P. 2871.

- [143] Zou, J. Misfit dislocations and critical thickness in InGaAs/GaAs heterostructure systems / J. Zou, D.J.H. Cockayne // *J. Appl. Phys.* — 1993. — Vol. 73. — P. 619.
- [144] Chen, Y.C. Comparison of growth front profile of strained layers grown by migration-enhanced epitaxy and molecular-beam epitaxy using reflection high-energy electron diffraction / Y.C. Chen, P.K. Bhattacharya, J. Singh // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1992. — Vol. 10. — P. 769.
- [145] Lin, H.-K. Design and characteristics of strained InAs/InAlAs composite-channel heterostructure field-effect transistors / H.-K. Lin, C. Kadow, J.-U. Bae, M.J.W. Rodwell, A.C. Gossard, B. Brar, G. Sullivan, G. Nagy, J. Bergman // *J. Appl. Phys.* — 2005. — Vol. 97. — P. 024505.
- [146] Комков, О.С. Фотоотражение антимонида индия / О.С. Комков, Д.Д. Фирсов, Т.В. Львова, И.В. Седова, А.Н. Семёнов, В.А. Соловьёв, С.В. Иванов // *ФТТ.* — 2016. — В. 12. — С. 2307.
- [147] Firsov, D.D. Infrared photoreflectance of InSb-based two-dimensional nanostructures / D.D. Firsov, O.S. Komkov, V.A. Solov'ev, A.N. Semenov, S.V. Ivanov // *JOSA B.* — 2019. — Vol. 36. — P. 910.
- [148] Bastard, G. Superlattice band structure in the envelope-function approximation / G. Bastard // *Phys. Rev. B.* — 1981. — Vol. 24. — P. 5693.
- [149] Goryacheva, V.D. Investigation of GaAs/AlGaAs superlattice by photoreflectance method / V.D. Goryacheva, M.S. Mironova, O.S. Komkov // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2018. — Vol. 1038. — P. 012124.
- [150] Capotondi, F. Strain induced effects on the transport properties of metamorphic InAlAs/InGaAs quantum wells / F. Capotondi, G. Biasiol, D. Ercolani, V. Grillo, E. Carlino, F. Romanato, L. Sorba // *Thin Solid Films.* — 2005. — Vol. 484. — P. 400.
- [151] Semenov, A.N. Surface segregation of Sb atoms during molecular-beam epitaxy of InSb quantum dots in an InAs(Sb) matrix / A.N. Semenov, O.G. Lyublinskaya, V.A. Solov'ev, B.Ya. Meltser, S.V. Ivanov // *J. Cryst. Growth.* — 2007. — Vol. 301–302. — P. 58.
- [152] Зотова, Н.В. Длинноволновые светодиоды ($\lambda = 3.4\text{--}3.9\text{ мкм}$) на основе гетероструктур InAsSb/InAs, выращенных методом газофазной эпитаксии / Н.В. Зотова, С.С. Кижаяев, С.С. Молчанов, Т.Б. Попова, Ю.П. Яковлев // *ФТП.* — 2000. — Вып. 34. — С. 1462.
- [153] Стоянов, Н.Д. Фотодиоды на основе гетеропереходов II типа в системе GaSb/InGaAsSb для спектрального диапазона 1.5–4.8 мкм / Н.Д. Стоянов, М.П. Михайлова, О.В. Андрейчук, К.Д. Моисеев, И.А. Андреев, М.А. Афрайлов, Ю.П. Яковлев // *ФТП.* — 2001. — Вып. 35. — С. 467.
- [154] Астахова, А.П. Мощные светодиоды на основе гетероструктур InAs/InAsSbP для спектроскопии метана ($\lambda \approx 3.3\text{ мкм}$) / А.П. Астахова, А.С. Головин, Н.Д. Ильинская, К.В. Калинина, С.С. Кижаяев, О.Ю. Серебренникова, Н.Д. Стоянов, Zs.J. Horvath, Ю.П. Яковлев // *ФТП.* — 2010. — Вып. 44. — С. 278.